gnosis

DIALOG CU ȘTIINȚA SECOLULUI XX

EMERIC HEGEDÜS BARNA BODÓ

DE LA DESENE SIMPLE LA HOLOGRAFIE

EDITURA FACLA

Scanned with OKEN Scanner

EMERIC HEGEDÜS BARNA BODÓ

DE LA DESENE SIMPLE LA HOLOGRAFIE

EDITURA FACLA — 1978

Scanned with OKEN Scanner

CÎT, CUM ȘI CE VEDEM, FOTOGRAFIEM SAU HOLOGRAFIEM?

Cel mai sensibil organ de simț al omului prin care se stabilește legătura dintre lumea exterioară și creier este ochiul. El asigură metoda cea mai sigură și precisă de cunoaștere a lumii, cea vizuală. Majoritatea cunoștințelor noastre personale, a celor umane în general, au fost obținute pe cale vizuală.

Forma de materie care acționează direct asupra ochiului o numim lumină. Știința care se ocupă cu studiul luminii, a proprietăților ei, a felului cum interacționează cu restul materiei — inclusiv cu ochiul omenesc — poartă nume grecesc: optică. Conținutul volumului de față face parte din optică, domeniu care, alături de mecanică, constituie una din cele mai vechi științe, fiind totodată și astăzi în plină dezvoltare.

Este străveche străduința omului de a înregistra informația vizuală. Istoria acestei străduințe începe cu desenele omului primitiv, continuă cu picturi din ce în ce mai perfecte, ia avînt prin apariția fotografiei și ajunge la culmi cu descoperirea holografiei.

Nu tot ce se știe astăzi s-a descoperit pe cale vizuală. Nu știm numai ceea ce am văzut. Totuși, imensa cantitate de informație ce s-a acumulat în decursul veacurilor stă la dispoziția noastră sub formă de texte tipărite, deci ea ne este accesibilă în primul rînd pe cale vizuală. În epoca actuală a mașinilor de calcul informația nu este adresată neapărat direct omului. Ea poate servi drept materie primă pentru un computer, care, la rîndul lui, va pune la dispoziția omului rezultatele obținute prin prelucrarea informațiilor primite. Mașinile actuale de calcul știu „să citească" informațiile necesare numai de pe cartele sau benzi perforate și de pe discuri sau benzi magnetice. Avem însă toate motivele să credem că noua generație de computere va folosi informația optică. Noile mașini vor putea citi

Scanned with OKEN Scanner

texte tipărite — în prealabil microfilmate — și vor prelucra aceste informații tot pe cale optică.

Aristotel susținea: toate corpurile ce se găsesc în spațiu sînt perceptibile; dincolo de „cer" neexistînd corp perceptibil nu va exista nici spațiu, nici corpuri. El susținea astfel că ceea ce nu percepem nici nu există. Dar perceptibilitatea nu poate fi nici pe departe criteriul existenței, din motive principiale. Pentru a descrie complet un obiect oricît de mic din natură ar fi nevoie de o cantitate infinită de informație. Privind creionul pe care îl ținem în mînă, îi vedem doar suprafața, mai bine-zis o parte din suprafața lui. Chiar pe această suprafață distingem numai detalii de o anumită dimensiune. Am obținut deci despre acest creion o părticică infimă din „informația totală" referitoare la el. Experiența noastră de viață, experiența multimilenară a omenirii ne arată însă că această informație infimă este suficientă pentru scopurile noastre practice, dacă știm să o prelucrăm și să o interpretăm corect.

Aristotel nu știa că orice informație, într-un anumit sens, este incompletă, că nu conține totul, fiindcă totul înseamnă — infinit. Infinitul nu-l poți cuprinde! În cazul informației vizuale aceasta se traduce astfel: orice imagine, văzută sau înregistrată pe orice cale, este mai săracă în amănunte decît realitatea.

Peisajul din fața ferestrei noastre — natura de fapt — este infinit de bogat în detalii și amănunte. Cît, cum și ce vedem noi din toate acestea? Cît, cum și ce se înregistrează fotografic, cît, cum și ce se înregistrează holografie? Acestea sînt principalele întrebări la care dorim să răspundem în volumul de față.

Desigur, întreaga problemă aleasă de noi mai are și aspecte nelegate de optică, de exemplu, fiziologice sau chimice. Nu ne vom ocupa de acestea. Ne vom rezuma la aspecte optice, și nici pe acestea nu vom încerca să le epuizăm. În volumul de față dorim să dăm o imagine despre un obiect imens, de fapt despre aproape întreaga optică clasică și modernă. Ne aflăm în situația pictorului care știe că numai o parte infimă din informațiile obținute de el despre obiect poate să le pună pe pînză. Avînd în vedere cît de incomplete sînt însăși informațiile din care trebuie să aleagă, se pune problema: în ce măsură pictura mai poate reprezenta obiectul? Succesul depinde de selecționarea judicioasă a aspectelor caracteristice din punctul de vedere ales drept fir roșu al întregii lucrări. Acestea trebuie să fie văzute și expuse.

Firul roșu al lucrării este căutarea răspunsurilor la întrebările: cît, cum și ce vedem, fotografiem, holografiem?

Scanned with OKEN Scanner

Deși sîntem convinși că cel mai adecvat mod de abordare și tratare a problemelor fizicii este cel cu ajutorul matematicii, în prezentarea materialului am încercat să ne rezumăm la matematica strict necesară, indispensabilă descrierii fenomenelor. Pentru înțelegere nu facem apel decît la unele cunoștințe elementare dobîndite în liceu. Există totuși un capitol, pe care l-am prezentat și în formă mai matematizată — bazele holografiei —, pe lîngă tratarea pur fenomenologică. Parcurgerea lui nu este necesară pentru înțelegerea întregii lucrări, dar poate fi totuși foarte utilă. Dorim să-l convingem pe cititorul neavizat de avantajele oferite de acest mod de abordare, că descrierea fenomenologică nu este decît un caz particular al prezentării matematice, mult mai cuprinzătoare, generale.

Scanned with OKEN Scanner

1. ȘTIINȚA ESTE NEDIABOLICĂ SAU LENTILA CONVERGENTĂ

Roger Bacon și-a propus construirea unui instrument prin care dacă privim mulțimea oștenilor ar părea mai mare. Savantul englez cu imaginație foarte vie n-a primit „comandă" referitoare la realizarea unui astfel de instrument de la nimeni și totuși se pare că a avut tot interesul să descopere un dispozitiv de acest gen: a fost învinuit că se ocupă de lucruri diabolice, motiv pentru care a fost închis în repetate rînduri. Bacon a trăit în secolul al XIII-lea cînd mai bine de o mie de ani în știință nu s-a făcut aproape nimic remarcabil și nici intenția lui de a demonstra printr-o astfel de descoperire utilitatea cunoștințelor sale „nediabolice" n-a fost încununată de succes. În schimb a avut rezultate remarcabile în ceea ce privește determinarea focarelor unor oglinzi sferice și parabolice.

Prima aplicație a opticii, ochelarii — după toate probabilitățile o lentilă convergentă — a fost descoperită cu cîteva decenii mai tîrziu de către Salvino degli Armati din Florența. Cu studiul lentilelor s-au ocupat mai toți reprezentanții de seamă ai științei medievale — Kepler, Giambattista della Porta, Galilei etc., ceea ce este normal dacă menționăm că în acea perioadă cele două domenii de vîrf ale fizicii au fost astronomia și optica.

Lentila convergentă este cel mai simplu dispozitiv optic cu ajutorul căruia se obține imaginea reală a unui obiect plan. Schema după care se formează imaginea în acest caz este extrem de simplă și are o importanță practică enormă, căci tocmai conform acesteia funcționează ochiul omenesc și aparatul de fotografiat. Totodată, lentila este cel mai caracteristic element al tuturor schemelor optice.

Scanned with OKEN Scanner

Lentila convergentă are proprietatea de a strînge un fascicul paralel de raze de lumină într-un punct al axei ei de simetrie: în focarul imagine F' al lentilei (fig. 1.).

În poziţia simetrică cu F' faţă de lentilă se află focarul obiect F al lentilei. Razele care pleacă din acest punct vor fi paralele cu axa după trecerea prin lentilă.

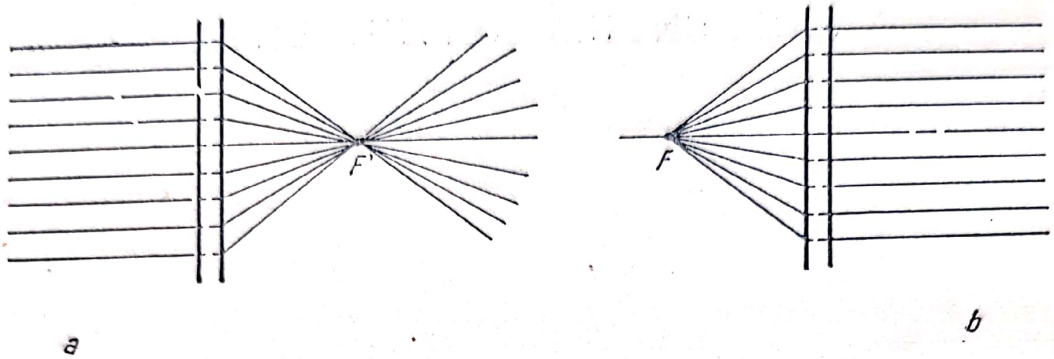


Fig. 1.

(Am folosit aici şi vom folosi în continuare, la aproape toate schiţele noastre optice, convenţia conform căreia lumina traversează dispozitivul — lentila — din stînga spre dreapta). În stînga lentilei avem razele „obiect" incidente, iar în dreapta razele „imagine" emergente. Pentru a simplifica schemele vom reprezenta lentilele prin două plane perpendiculare pe axa lentilei, numite plane principale. Razele obiect vin pînă la planul principal obiect, iar razele imagine pleacă de la planul principal imagine. Punctele unde cele două raze conjugate — obiect-imagine — ating planele principale respective sînt la aceeaşi distanţă de axă.

O rază obiect paralelă cu axa se transformă într-o rază imagine ce trece prin focarul imagine, iar raza obiect ce trece

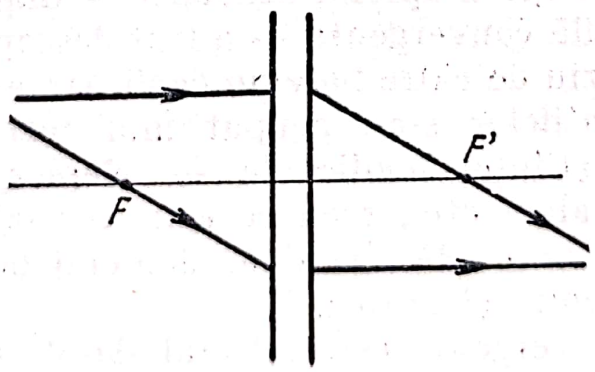


Fig. 2.

prin focarul obiect se transformă într-o rază imagine paralelă cu axa (fig. 2).

Planele perpendiculare pe axă ce trec prin cele două focare se numesc plane focale. Toate punctele unui plan focal

au proprietăţi asemănătoare cu cele ale însăşi focarelor: razele obiect ce pleacă dintr-un punct al planului focal obiect se transformă în raze imagine paralele între ele (dar nu şi cu axa), iar un fascicul de raze obiect paralele între ele se transformă într-un fascicul convergent spre un punct al planului focal imagine (fig. 3).

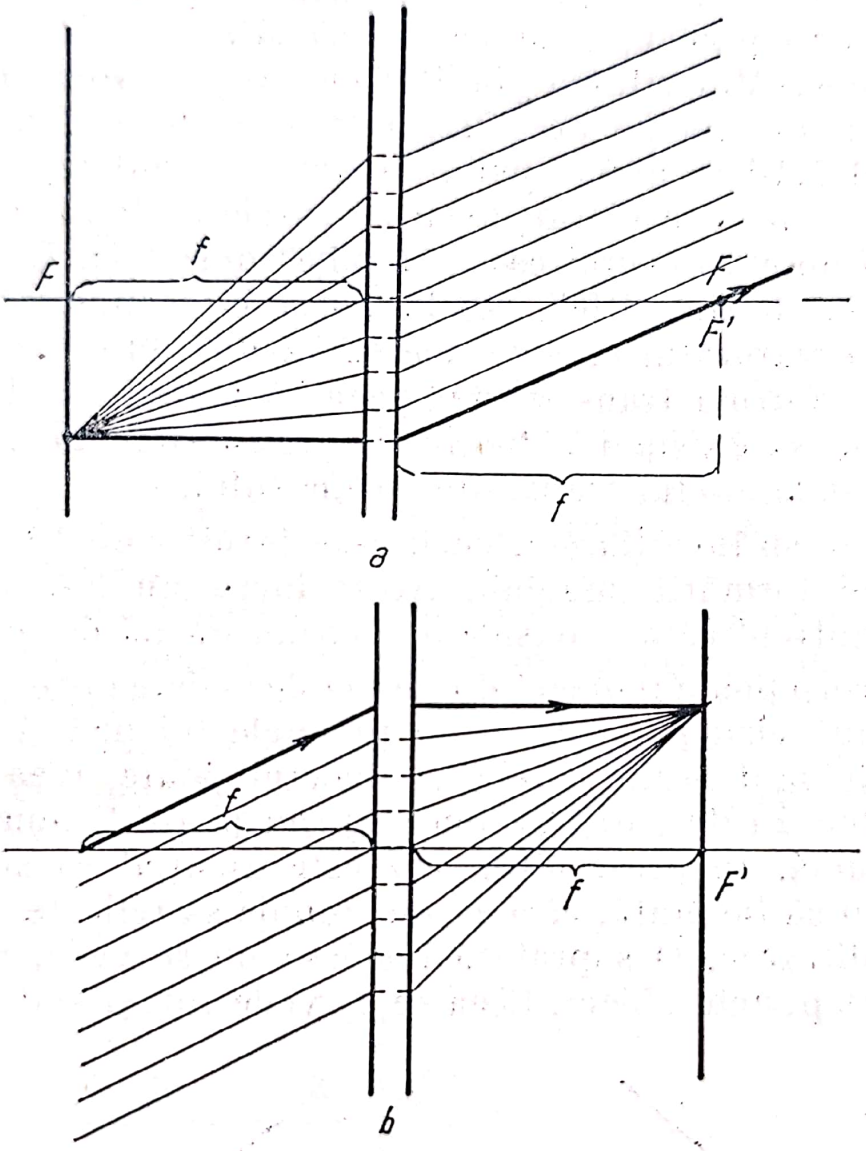


Fig. 3.

Direcţia fasciculului paralel imagine, respectiv punctul planului focal imagine în care se întîlnesc razele imagine se află uşor cu ajutorul acelei raze a fasciculului obiect care este tocmai paralelă cu axa şi respectiv trece prin focarul obiect.

Unica caracteristică a unei lentile convergente este distanţa fiecărui focar de la planul principal respectiv, ceea ce se numeşte distanţa focală a lentilei. Inversa distanţei focale ($1/f$) poartă numele de convergenţa lentilei. Ea se consideră pozitivă în cazul lentilelor convergente şi negativă în cazul lentilelor divergente.

Scanned with OKEN Scanner

2. DE UNDE PLEACĂ RAZELE SAU FORMAREA IMAGINII

Pitagora, Democrit, Platon, Epicur, Euclid, Heron, Seneca — precum de fapt toţi marii „enciclopedişti" ai antichităţii — s-au preocupat şi de optică şi şi-au pus problema: cum vedem? Majoritatea gînditorilor pînă la Alhazen — să-l numim şi noi aşa pe acest savant arab cu zece nume din secolul al XI-lea, după cum l-au botezat contemporanii lui europeni — au considerat greşit că razele de lumină pornesc din ochii observatorului ca să „pipăie" obiectele. Empedocle presupunea puţin altfel: razele pornesc deopotrivă şi din ochii observatorului şi din obiect. Întîlnindu-se şi amestecîndu-se pe drum transmit imaginea. Aristotel era de părere că trebuie să existe un mediu de transmitere al „văzului" aidoma fenomenului transmiterii sunetului.

Înaintaşii lui Alhazen, deci, n-au intuit corect explicaţia procesului formării imaginii. Acest lucru nu le-a reuşit şi pentru motivul că au considerat lumina un fel de foc subtil.

Un corp poate fi obiect din punct de vedere optic — poate fi perceput vizual —, dacă din punctele lui pleacă raze de lumină în mai multe direcţii. Obiectul poate avea lumină proprie (cînd este sursă de lumină) sau poate fi iluminat de o altă sursă. În acest ultim caz este esenţial ca suprafaţa obiectului să fie mată, căci ea nu trebuie să reflecte lumina, ci să o difuzeze. O suprafaţă lucioasă nu se vede, punctele ei nu sînt puncte obiect. Ceea ce se vede totuşi sînt centrele

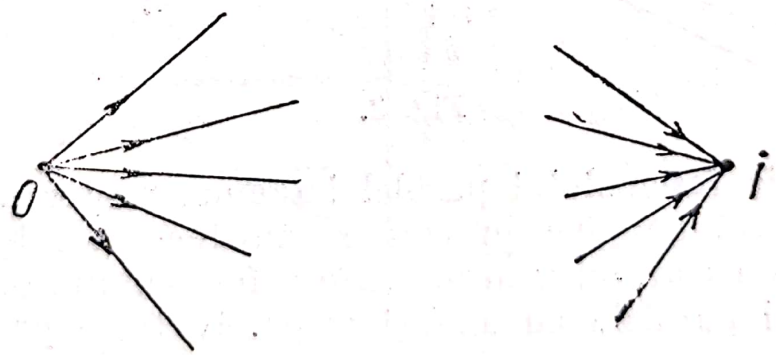


Fig. 4.

de difuzie reprezentînd imperfecţiunile de pe oglindă: praf, murdărie, zgîrieturi etc. Generalizînd aceste constatări, definim punctul obiect real ca fiind vîrful unui fascicul divergent de raze de lumină (fig. 4).

Scanned with OKEN Scanner

Dacă mai multe raze de lumină pornind din punctul obiect se reîntîlnesc într-un punct I, atunci acest punct va fi imaginea reală a punctului O.

Lentila ca dispozitiv optic determină o lege optică prin care fiecărui punct obiect îi corespunde un punct imagine. Revenind la cele tratate la punctul precedent și folosind noua terminologie, putem spune: focarul imagine este imaginea punctului obiect de la infinit de pe axa lentilei, iar imaginea focarului obiect este punctul imagine de la infinit pe axa lentilei. Planul focal imagine este imaginea planului obiect de la infinit.

Considerăm acum un punct obiect oarecare O la distanța p de la planul principal obiect (fig. 5). Din el pleacă spre dreapta în diferite direcții mai multe raze. Urmărim deocamdată două: cea paralelă cu axa (OA) și cea care trece prin focarul obiect (OFB). Prima rază conjugată ($A'F'I$) trece prin focarul imagine, a doua ($B'I$) va fi paralelă cu axa. Ele se întîlnesc într-un punct I la distanța p' de planul principal imagine.

Toate razele obiect care pleacă din punctul O se transformă în raze imagine care trec prin punctul I. Punctul I este imaginea punctului O.

Între distanța obiectului de la planul principal obiect și cea a imaginii de la planul principal imagine există o legătură dependentă de distanța focală:

$$\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}=\frac{1}{f}.$$

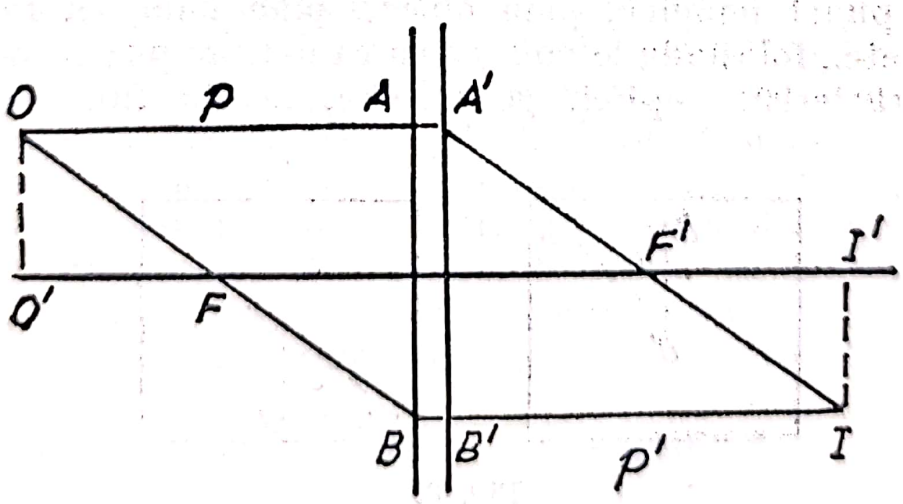


Fig. 5

Toate punctele cu aceeași distanță p de la planul principal obiect formează un plan perpendicular pe axă, numit plan obiect. Imaginile tuturor acestor puncte sînt situate

Scanned with OKEN Scanner

la distanța p' de la planul principal imagine, deci formează și ele un plan perpendicular pe axă: planul imagine, conjugat cu planul obiect. Punctele de intersecție ale celor două plane conjugate — obiect-imagine — cu axa sistemului le notăm cu O' și I'.

Raportul $M = \frac{II'}{OO'}$, numit mărire sau grosisment, este constant pentru o anumită pereche de plane conjugate (anumite valori ale lui p și p').

Mai sus am presupus în mod tacit că dacă obiectul O se află în planul schiței — hîrtiei —, atunci și imaginea trebuie să fie în același plan. Această regulă rezultă din simetria lentilei față de planul schiței. Lentila fiind rotundă este simetrică față de orice plan meridian. Aceasta înseamnă că unghiul dintre planele meridiane a două puncte imagine coincide cu cel dintre planele meridiane ale punctelor obiect respective. Din toate acestea rezultă că figura geometrică formată prin punctele I_1 și I_2 în planul imagine este asemenea cu figura geometrică a punctelor O_1 și O_2 din planul obiect (fig. 6). Raportul elementelor liniare corespunzătoare este M. Figura imagine este rotită cu 180° față de figura obiect.

În concluzie, unui plan obiect îi corespunde un plan imagine. Fiecărui punct din planul obiect îi corespunde cîte un punct din planul imagine. Conform acestei teorii imaginea este fidelă, informația din planul imagine coincide cu cea din planul obiect.

Felul cum am raționat mai sus cu noțiuni ca punct obiect, punct imagine, plan obiect, plan imagine, rază de lumină etc., folosindu-le pe acestea ca noțiuni pur geometrice este caracteristic opticii geometrice, acesta fiind cel mai

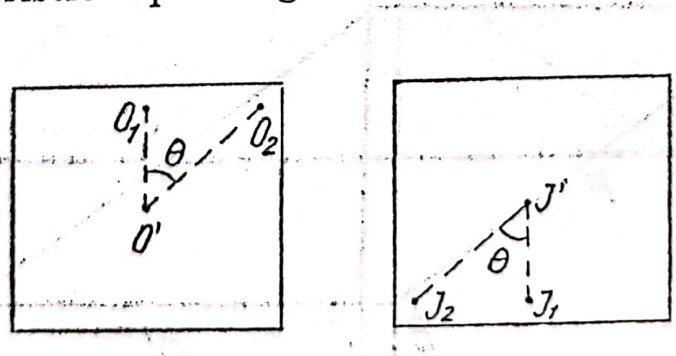


Fig. 6.

primitiv model prin care putem ilustra anumite noțiuni fizice ale opticii. Ca orice model, optica geometrică aproximează realitatea suficient de bine din anumite puncte de vedere, dar într-un mod cu totul nesatisfăcător din alte puncte de

Scanned with OKEN Scanner

vedere. După cum vom vedea, concluzia referitoare la imaginea care ar conține aceeași informație ca și obiectul este cu totul deplasată.

De fapt, această concluzie este discutabilă chiar și în cadrul opticii geometrice: lentile ideale nu există!

Însăși noțiunea de lentilă ideală, definită ca sistem optic care face ca fiecărui punct obiect situat la distanțe arbitrare de la lentilă și de la axă să-i corespundă un punct imagine, este incompatibilă cu legile opticii geometrice.

Derogările proprietăților lentilei reale de la cele ale lentilei ideale se numesc aberațiile lentilei respective. Subliniem că aberațiile nu provin din defecte de fabricație, ci au motive principiale! Ele se manifestă în două feluri:

1. imaginile punctelor nu sînt puncte, ci pete de anumite dimensiuni și forme — lipsă de stigmatism;

2. imaginile nu sînt în locurile lor corecte, geometrice — deformări.

Dacă punctul obiect este foarte aproape de axă atunci independent de distanța lui de la lentilă, razele care pleacă din el fără să se depărteze prea mult de axă se vor întîlni aproximativ într-un singur punct. Numai în această aproximație — a lui Gauss — se comportă o lentilă reală în mod asemănător cu una ideală. Obiectivele de fotografiat ca și cele de microscop și multe alte piese optice nu funcționează în condițiile aproximației lui Gauss, pentru că razele de lumină fac unghiuri mari cu axa.

În schimb, acestor piese nu li se cere aplicabilitate universală. Ele sînt sisteme de lentile construite în așa fel ca în condițiile prescrise să dea imagini clare. Încercînd să folosim un obiectiv de fotografiat foarte scump în alte condiții decît acelea pentru care a fost el construit, de exemplu, cu filmul plasat într-o cutie lungă la distanța $10 \cdot f$ (în loc de aproximativ $1 \cdot f$) de obiectiv, vom constata că obiectivul scump are proprietăți superioare numai în condițiile prescrise, pentru care aberațiile componentelor sistemului se compensează, dar aceste aberații se vor aduna în alte condiții.

Legile opticii geometrice nu permit deci construirea unei lentile ideale „universale", dar în anumite condiții restrînse de folosire aceeași optică geometrică permite ca proprietățile obiectivelor reale să se apropie oricît de mult de cele ale unei lentile ideale. Desigur, această apropiere se limitează prin dificultăți tehnice crescînde.

Scanned with OKEN Scanner

3. O CONTROVERSĂ ÎN CARE AMÎNDOI AU AVUT DREPTATE

Informaţia optică este transportată de lumină prin sistemul optic de la obiect la imagine. Problema transmisiei optice a informaţiei este deci strîns legată de cea a propagării luminii.

Lumina ca fenomen real are o infinitate de aspecte neinteresante din punctul nostru de vedere; nu cu această noţiune de lumină trebuie să lucrăm. O înlocuim cu un model care să semene cu lumina reală din punctul de vedere al propagării, dar care să fie mai săracă în aspecte şi proprietăţi — fiind astfel mai uşor mînuibilă.

Pînă acum am folosit modelul geometric. Concluziile respective sînt doar aproximativ valabile şi numai în condiţiile pe care le vom arăta la sfîrşitul capitolului 5.

Dorind să înţelegem, deci să şi exploatăm, mai bine capacitatea luminii de a transporta informaţie, trebuie să aflăm mai multe despre însăşi natura luminii. Trebuie să construim şi să folosim modele mai perfecte ale ei. Istoria construirii modelelor de lumină a constat din căutarea unor răspunsuri din ce în ce mai complete la întrebarea: ce este lumina?

În secolul al XVII-lea cînd nici un domeniu al ştiinţei nu s-a dezvoltat aşa de impetuos ca mecanica şi optica, problemele ce-şi puneau oamenii de ştiinţă erau mult mai „serioase“ decît cele tratate chiar şi de Alhazen, care la vremea lui era inegalabil în ale ştiinţei. (S-ar putea spune: era şi cazul, au trecut cinci secole, evul mediu era pe sfîrşite.) Gînditorii căutau legile opticii geometrice. Snellius şi Descartes au descoperit legea refracţiei luminii, care astăzi le poartă numele; Galilei, auzind doar vestea că în Olanda s-a făcut un telescop, în cîteva luni de încercări şi-a conceput pe al său, cu ajutorul căruia a făcut în următorii ani — 1610—1630 — senzaţionalele sale descoperiri astronomice; Halley a clarificat problema determinării focarelor (în terminologia vremii: problema distanţei de întîlnire a razelor de lumină) în cazul general al lentilelor etc.

Tot în acest secol — al Renaşterii — a trăit şi activat Isaac Newton, omul care a revoluţionat ştiinţa fizicii, care la 30 de ani a fost ales membru al Royal Society. Adversarul de seamă al lui Newton în discuţiile referitoare la natura luminii a fost olandezul Christian Huygens, tot membru al

Scanned with OKEN Scanner

Societății Regale, membru fondator al Academiei Franceze (1665), marele fizician „învins" de Newton pentru mai bine de un secol. Lui Huygens știința de astăzi îi dă perfectă dreptate, cum îi dă și lui Newton, dealtfel.

Cum este posibil acest lucru?

Newton a construit modelul conform căruia lumina trebuie să fie flux de particule care se deplasează cu viteză mare în spațiu și s-a opus teoriei ondulatorii a luminii al cărei promotor principal era Huygens. Mai bine zis a ignorat modelul ondulatoriu, după toate aparențele pentru motivul că ea, în forma în care a prezentat-o Huygens în tratatul său din 1690, nu dădea explicații asupra unor fenomene deja cunoscute în acea vreme, cum ar fi propagarea rectilinie a luminii sau polarizarea. Dar polarizarea nu a fost amintită nici de către Newton în tratatele sale de optică — pentru simplul motiv că nu o putea explica nici el!

Care sînt criteriile după care judecăm justețea unor modele și teorii? De ce preferăm unele față de altele? Criteriul de care ne folosim, al adevărului în fond, este practica. Trebuie să vedem cum se pot explica prin teoriile respective faptele experimentale.

Faptele experimentale de bază sînt cele descriptibile și în cadrul opticii geometrice. Acestea sînt:

— propagarea rectilinie a luminii într-un mediu omogen,

— reflexia; conform legii reflexiei, unghiul de reflexie este egal cu unghiul de incidență: $\alpha_1' = \alpha_1$ (fig. 7 *a*),

— refracția; conform legii lui Snellius și Descartes:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{n_2}{n_1},$$

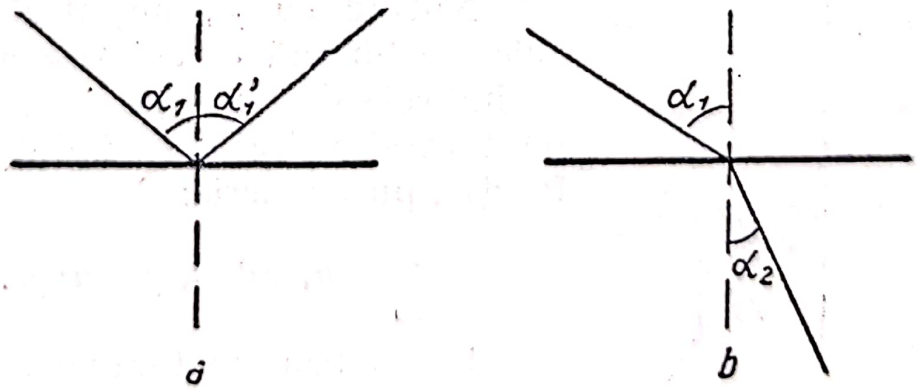


Fig. 7.

unde n_1 și n_2 sînt indicii de refracție ai celor două medii (fig. 7 *b*).

În teoria lui Newton se admite că asupra unei particule de lumină într-un mediu omogen nu acționează nici o forță

Scanned with OKEN Scanner

(sau, ceea ce este echivalent cu: rezultanta tuturor forțelor este nulă). Astfel, mișcarea particulei este inerțială, adică rectilinie.

Legea reflexiei este și ea foarte naturală din punctul de vedere al acestui model. Într-adevăr, reflexia este cunoscută și în mecanică, legea ei se formulează la fel ca în optică. Mingea aruncată oblic pe un perete își continuă drumul după legea reflexiei, adică se reflectă. Particula de lumină tot așa trebuie să se comporte.

Doar legea refracției cere puțin mai multă atenție. Newton admite ipoteza că asupra particulei de lumină ajunsă pe suprafața de separație între două medii acționează o forță normală pe suprafață. Particula este atrasă spre mediul al doilea sau respinsă spre mediul întîi. Forța normală va modifica componenta normală a impulsului lăsînd nemodificată componenta tangențială.

Impulsurile în cele două medii fiind g_1 și g_2, egalitatea componentelor lor tangențiale se scrie astfel (fig. 8):

$$g_1 \cdot \sin \alpha_1 = g_2 \cdot \sin \alpha_2,$$

de unde rezultă

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{g_2}{g_1}.$$

Această relație coincide cu legea lui Snellius și Descartes, dacă admitem proporționalitatea impulsurilor cu indicii de refracție:

$$\frac{g_2}{g_1} = \frac{n_2}{n_1}.$$

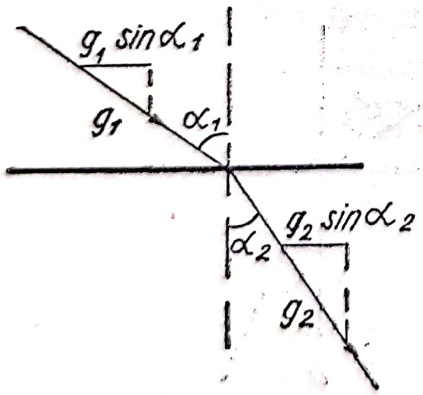


Fig. 8.

Notînd cu g_0 impulsul particulei de lumină în vid și convenind ca indicele de refracție al vidului să fie tocmai unitatea de indice de refracție, putem scrie:

$$\frac{g}{g_0} = n, \text{ adică } g = n \cdot g_0.$$

La analiza acestor experiențe de bază, teoria ondulatorie pare a fi greoaie, mai puțin adecvată decît teoria lui Newton. Propagarea rectilinie în medii omogene — lucru atît de evident din punctul de vedere al teoriei corpusculare — are explicație ondulatorie relativ complicată. Ideile geniale dar primitive — nedezvoltate în mod corespunzător —

Scanned with OKEN Scanner

ale lui Huygens despre natura ondulatorie a luminii nu i-au permis acestuia să dea o explicație convingătoare a propagării rectilinii. Sîntem nevoiți să amînăm prezentarea explicației pînă în capitolul 5 unde vom dispune deja de o aparatură matematică adecvată a fenomenului de undă.

Reflexia și refracția se tratează mai simplu. Explicațiile se bazează pe așa numitul principiu al lui Huygens. Conform acestuia un punct în care a ajuns unda luminoasă devine o sursă (secundară) din care pleacă alte unde. Completăm acest principiu cu încă un postulat: unda luminoasă are cîte o viteză de propagare bine definită în fiecare mediu omogen, dependentă de proprietățile optice ale mediului.

Considerăm o suprafață de separație S între două medii 1 și 2. Presupunem că în mediul 1 a ajuns unda luminoasă pe planul P, propagîndu-se în direcția normalei planului P, în sensul săgeților (fig. 9 *a*).

În acest moment t_0 din punctul A începe deja să se propage o undă în mediul 2 cu viteza v_2 și spre înapoi în mediul 1 alta, cu viteza v_1. În punctele A_1, A_2, A_3 etc. se va produce același lucru, din ce în ce mai tîrziu, respectiv la momentele:

$$t_1=t_0+\frac{B_1A_1}{v_1};\quad t_2=t_0+\frac{B_2A_2}{v_1};\quad t_3=t_0+\frac{B_3A_3}{v_1}.\quad \text{etc.}$$

În figura 9 *b* am prezentat situația la momentul t_3. Undele plecate din punctul O au ajuns la distanța $v_1(t_3-t_0)$

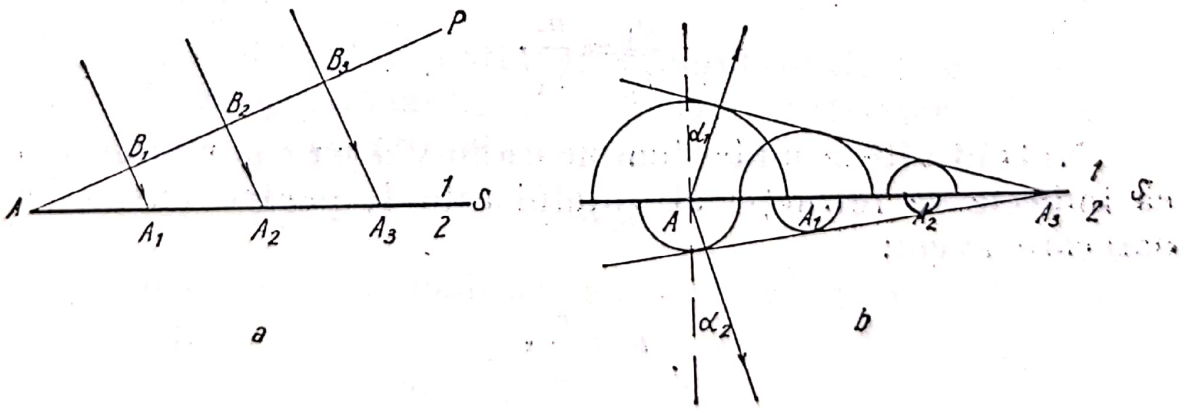


Fig. 9.

în mediul 1 și la distanța $v_2(t_3-t_0)$ în mediul 2. Distanțele corespunzătoare față de A_1, A_2, A_3 sînt:

$$v_1(t_3-t_1)\ \text{și}\ v_2(t_3-t_1);\quad v_1(t_3-t_2)\ \text{și}\ v_2(t_3-t_2);$$
$$v_1(t_3-t_3)=0\ \text{și}\ v_2(t_3-t_3)=0.$$

Scanned with OKEN Scanner

Tangentele comune ale acestor cercuri (sfere) sînt urmele în planul figurii ale noilor plane de undă, iar normalele acestora reprezintă noile direcţii de propagare. Aceste direcţii fac cu normala de incidenţă unghiurile α_1' şi α_2 date de relaţiile:

$$\sin \alpha_1' = \frac{v_1(t_3 - t_0)}{OA_3} \quad \text{şi} \quad \sin \alpha_2 = \frac{v_2(t_3 - t_0)}{OA_3}.$$

Direcţia de propagare a undei incidente face cu normala unghiul α_1 dat de relaţia:

$$\sin \alpha_1 = \frac{v_1(t_3 - t_0)}{OA_3}.$$

Prin împărţirea relaţiilor respective găsim:

$$\frac{\sin \alpha_1'}{\sin \alpha_1} = 1,$$

adică legea reflexiei: $\alpha_1' = \alpha_1$ şi

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{v_1}{v_2}.$$

Această din urmă relaţie poate fi identifică cu legea lui Snellius şi Descartes dacă admitem proporţionalitatea inversă a vitezelor de propagare cu indicii de refracţie:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Notînd viteza undei luminoase în vid cu c şi reamintind că indicele de refracţie al vidului este 1, pentru un mediu oarecare avem:

$$v = \frac{c}{n}.$$

Interpretînd legea lui Snellius şi Descartes după teoria corpusculară, obţinem:

$$\frac{g_2}{g_1} = \frac{n_2}{n_1},$$

adică impulsul particulei de lumină trebuie să fie proporţional cu indicele de refracţie al mediului.

Scanned with OKEN Scanner

Conform legilor mecanicii, impulsul unei particule este proporțional cu viteza ei: $p=m\cdot u$, unde m este masa invariabilă a particulei. Avem deci:

$$\frac{u_2}{u_1}=\frac{n_2}{n_1},$$

adică viteza particulei de lumină este proporțională cu indicele de refracție al mediului.

Pe de altă parte, interpretarea ondulatorie cere să avem:

$$\frac{v_1}{v_2}=\frac{n_2}{n_1},$$

adică viteza undei luminoase este invers proporțională cu indicele de refracție al mediului.

Viteza particulelor și cea a undelor luminoase au fost identificate în teoriile respective cu „viteza luminii" și relațiile de mai sus s-au interpretat ca proporționalitatea, respectiv proporționalitatea inversă a vitezei luminii cu indicele de refracție. Cele două rezultate fiind în contradicție, tot așa s-a considerat că sînt și cele două modele între ele.

În secolul al XVII-lea și încă multă vreme nimeni nu s-a gîndit că viteza particulei luminoase și cea a undei de lumină nu trebuie să coincidă, ele ar putea să fie și invers proporționale între ele, adică cele două teorii ar putea fi concomitent valabile. Lucrul acesta s-a înțeles cu două sute și ceva de ani mai tîrziu. Vom reveni asupra acestei probleme în capitolul 20.

Mai introducem o noțiune: drumul optic sau drumul echivalent. Proporționalitatea inversă a vitezelor de propagare cu indicii de refracție o putem scrie sub forma:

$$n_1v_1=n_2v_2.$$

Înmulțim această egalitate cu valoarea Δt a unui interval de timp:

$$n_1v_1\cdot\Delta t=n_2v_2\cdot\Delta t.$$

În intervalul de timp Δt unda luminoasă parcuge în primul mediu drumul $d_1=v_1\cdot\Delta t$, iar în cel de al doilea $d_2=v_2\Delta t$.

Drumurile d_1 și d_2 parcurse de unda luminoasă în același timp în medii diferite nu sînt egale, dar avem egalitatea:

$$n_1d_1=n_2d_2.$$

Scanned with OKEN Scanner

Numind produsul $n \cdot d$ drum optic, putem citi această egalitate în felul următor: drumurile optice parcurse în același timp în medii diferite sînt egale.

Reamintind că indicele de refracție al vidului este 1, avem:

$$n \cdot d = d_0,$$

adică drumul optic într-un mediu oarecare este egal cu drumul geometric d_0 parcurs în același timp în vid. În baza acestei proprietăți, drumul optic se mai numește și drumul echivalent (în vid) cu drumul d în mediul respectiv.

Pentru a ilustra importanța acestei noțiuni, amintim legea conform căreia toate drumurile optice între un punct obiect și punctul imagine corespunzător sînt egale. Considerăm ca exemplu iarăși formarea imaginii reale printr-o lentilă convergentă. Drumurile geometrice prin partea centrală a lentilei sînt mai scurte, dar ele traversează lentila în partea ei mai groasă și astfel drumul optic este tot atît de lung ca și în cazul razelor marginale.

4. DISPERSIA ȘI CULORILE SAU ROLUL AUTORITĂȚII ÎN ISTORIA ȘTIINȚEI

În strînsă legătură cu fenomenul de refracție este acela de dispersie. În cazul refracției luminii albe apare o colorație caracteristică ca și cea a curcubeului: roșu, portocaliu, galben, verde, albastru, indigo și violet; razele roșii fiind cel mai puțin deviate, iar cele violete în măsura cea mai mare. Newton a fost primul care a înțeles esența acestui fenomen. Conform interpretării date de el, acceptată și azi, lumina albă este un amestec de lumini de toate culorile, iar razele de lumină de diferite culori se refractă în moduri (măsuri) diferite.

Dispersia este descompunerea luminii albe în componente colorate ca urmare a dependenței de culoare a unghiului de refracție. Fenomenul de refracție este descris prin indicele de refracție. Dependența refracției de culoare se descrie prin dependența de culoare a indicelui de refracție.

Scanned with OKEN Scanner

Dar prin ce diferă între ele luminile de diferite culori. Răspunsul lui Newton este simplu: particulele de lumină de diferite culori diferă între ele. Deci lumina albă, în concepția lui Newton, este un amestec de diferite particule.

Huygens nu a dat răspuns la această întrebare. Ulterior alții au răspuns în locul lui în spiritul modelului ondulatoriu introducînd noțiunea de lungime de undă. Conform teoriei ondulatorii culoarea luminii depinde de lungimea ei de undă. Lumina de o anumită lungime de undă bine definită este „monocromatică". Acest lucru s-a înțeles abia la un secol după Huygens.

Deja în capitolul precedent s-a putut constata o oarecare superioritate a teoriei corpusculare: interpretările ei sînt mai simple, mai evidente. În legătură cu problema culorilor această superioritate s-a dovedit, pe vremea lui Newton și Huygens, hotărîtoare. Teoria corpusculară a lui Newton era superioară teoriei ondulatorii, căci aceasta din urmă deși era genială, nu a fost încă suficient de elaborată.

Această situație a generat ignoranța față de teoria ondulatorie, ignoranța ce cu trecerea anilor s-a transformat în uitarea perfectă a acesteia, fapt datorat nu în mică măsură și autorității științifice a lui Newton, precum și modului mecanicist de a privi și trata toate problemele fizicii, tocmai sub influența rezultatelor epocale ale marelui fizician englez în fondarea și dezvoltarea mecanicii. Dar uitarea s-a dovedit a fi cu atît mai neîntemeiată cu cît se descopereau fenomene noi și sporeau exigențele față de modelul corpuscular newtonian.

Pentru a explica existența „inelelor" ce apar în jurul punctului de contact dintre suprafața convexă a unei lentile și placa dreaptă de sticlă pe care aceasta este așezată, descoperite de Newton, savantul englez inventează o teorie complicată și greoaie de „adaptare" a rezei. În forma ei de astăzi, teoria ondulatorie explică surprinzător de ușor apariția fenomenului, cu ajutorul interferenței (vezi capitolul următor) razelor coerente.

Punîndu-se la punct, teoria ondulatorie s-a impus eliminînd-o complet pe cea corpusculară. S-a trecut deci la extrema cealaltă. Și dominația teoriei ondulatorii a durat mult, un secol și ceva, pînă la începutul secolului nostru, adică pînă la apariția noilor concepții — mecanica cuantică și teoria relativității —, care au revoluționat întreaga fizică.

Înainte de a trece la expunerea teoriei ondulatorii, prezentăm un alt „efect" al autorității newtoniene.

Scanned with OKEN Scanner

De ce apar imaginile obiectelor privite prin telescop cu contururile colorate, își punea Newton întrebarea. Pentru a găsi un răspuns a studiat refracția luminii printr-o prismă. Așa a descoperit fenomenul de dispersie, despre care am vorbit la începutul acestui capitol. Apariția obiectelor cu contururile colorate deranja observarea prin telescop, motiv pentru care s-a pus problema anulării aberației cromatice la lentile. Prin experiențele sale însă, neprecise de această dată, Newton ajunge la concluzia că orice substanță transparentă de aceeași formă refractă lumina la fel și în consecință aberația cromatică nu s-ar putea anula nicicum. Acest lucru ar fi însemnat ca telescoapele de tipul celui construit de Z. Janssen și Galilei nu s-ar mai putea perfecționa.

S-a mers pe altă cale. Newton a construit un telescop cu oglindă concavă de reflexie, lăsînd posterității un instrument foarte util. Chiar și renumitul telescop de la Mount Palomar, cheia atîtor succese în astronomie, este un reflector. Totuși, cu privire la luneta astronomică Newton a greșit.

În 1733 C. M. Hall a descoperit principiul în baza căruia se pot construi lentile acromate, dar din cauza autorității lui Newton rezultatele sale au fost ignorate. Au trebuit să treacă încă 25 de ani, și a trebuit să apară Euler, savantul deschizător de drumuri în știința secolului al XVIII-lea, care abordînd această problemă a ajuns la concluzia că trebuie să existe neapărat o soluție de anulare a dispersiei din moment ce aberația cromatică nu apare la ochiul omenesc — ca John Dolland să construiască primul sistem acromat. Soluția a ținut-o în taină, dar nu pentru a-l proteja pe Newton de defăimare, ci pentru foarte practicul motiv, să „domine piața".

Metodele de eliminare a aberațiilor cromatice sînt foarte asemănătoare cu cele folosite la eliminarea aberațiilor geometrice. Esența lor este compensarea. Se compun elemente optice (lentile) cu aberațiile respective în sensuri contrare. Astfel, orice aberație se poate reduce, în principiu, sub orice limită.

Există însă un alt efect dăunător care nu se mai poate compensa pentru că se produce mereu în același sens. Acest „defect incorigibil" provine de la fenomenul de difracție. Acesta din urmă este un fenomen caracteristic ondulatoriu în sensul că el se interpretează exclusiv prin teoria ondulatorie.

Scanned with OKEN Scanner

5. SUCCESUL STRĂLUCIT AL MODELULUI ONDULATORIU

Modelul ondulatoriu s-a impus prin necesitatea de a explica și a interpreta două fapte experimentale: difracția și interferența.

Ambele fenomene le ilustrăm prin experiența genială a lui Thomas Young (1801). Într-o cameră obscură Young și-a montat aparatura, după cum am schițat în figura 10.

Fanta F_1 a ecranului E_1 este iluminată cu flacăra galbenă — deci monocromatică — a unei lămpi cu spirt, peste care a presărat puțină sare de bucătărie. Pe ecranul E_3, conform opticii geometrice, ar trebui să apară două puncte luminoase P și P', reprezentînd urmele pe acest ecran al razelor (MF_1F_2P) și $(M'F_1F_2'P')$. În mod surprinzător însă pe ecran se constată cu totul altceva: apar franje luminoase și întunecate în mod alternativ, pe o porțiune relativ mare a ecranului. Acoperind una dintre fantele F_2 și F'_2, dispar franjele, iar ecranul rămîne iluminat uniform cu o intensitate egală cu un sfert din intensitatea unei franje luminoase.

Este clar că lumina ce vine din fantele F_2 sau F'_2 nu se propagă numai în lungul razei F_2P, respectiv $F_2'P'$, ci într-un interval larg — într-un con — de direcții. Acest fenomen îl numim difracție, în urma căreia lumina trecută prin cele două

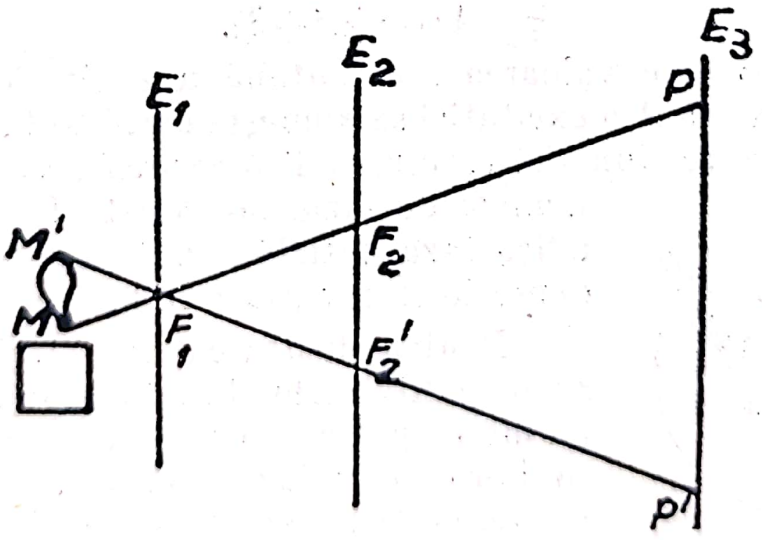


Fig. 10.

fante iluminează tot ecranul E_3. După modelul geometric acest lucru ar fi imposibil. Deci, într-un punct oarecare al ecranului E_3 sosește lumină atît din fanta F_2 cît și din fanta F_2'. Rezultatul suprapunerii luminilor provenite din cele

Scanned with OKEN Scanner

două fante poate fi mai multă lumină (adică franjă luminoasă, unde s-au adunat două vîrfuri de undă) sau lipsă de lumină (franjă întunecată unde s-au adunat o „creastă" de undă cu o „vale" de undă). Acesta este fenomenul de interferenţă.

După cum am mai menţionat, prin noţiunile opticii geometrice aceste două fenomene sînt nedescriptibile, în schimb apariţia lor este foarte naturală din punctul de vedere al modelului ondulatoriu. Prezentăm, pe scurt, esenţa acestui model.

Fundamentală este în optica ondulatorie noţiunea numită „excitaţie luminoasă". Aceasta este o mărime fizică ce se propagă în spaţiu sub formă de undă şi care produce toate efectele luminii, cum ar fi senzaţia vizuală sau înnegrirea plăcii fotografice.

În general, excitaţia luminoasă dintr-un punct este o suprapunere de excitaţii elementare de diferite provenienţe. Ne vom ocupa de aceste suprapuneri în altă parte (vezi capitolul 28). Deocamdată vrem să studiem excitaţia elementară într-un singur punct. Această mărime fizică variază armonic în timp cu o anumită pulsaţie:

$$\omega = 2\pi \cdot \nu = \frac{2\pi}{T},$$

unde ν este frecvenţa, iar T perioada. Matematic, o astfel de mărime în funcţie de timpul t, se poate scrie sub forma:

$$\varphi = A \cdot \cos(\omega t + \delta).$$

Aici φ este valoarea momentană a excitaţiei, iar valoarea maximă A a excitaţiei se numeşte amplitudinea acesteia. Argumentul funcţiei cosinus, adică expresia $\omega t + \delta$ poartă numele de fază, iar δ este faza la $t=0$, adică faza iniţială. După cum se vede din expresie faza variază liniar cu timpul.

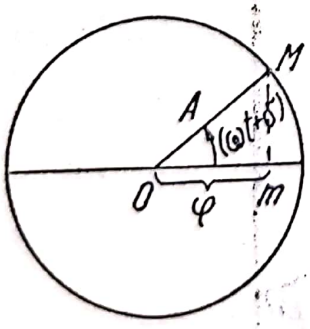


Fig. 11.

Pentru ilustrarea unor raţionamente s-a dovedit foarte utilă diagrama fazorială: un model geometric pentru descrierea mărimilor care variază armonic. Considerăm un punct M care efectuează mişcare circulară uniformă cu viteza unghiulară ω, pe un cerc de raza $OM=A$. Proiecţia m a punctului M pe un diametru arbitrar al cercului (fig. 11). efectuează mişcare oscilatorie armonică.

Segmentul orientat OM, de mărimea amplitudinii A, este un fazor. Fazorul se roteşte în jurul punctului O cu vi-

Scanned with OKEN Scanner

teza unghiulară ω. La momentul t unghiul închis de fazor cu diametrul ales este tocmai faza $\omega t+\delta$. Coordonata φ a punctului m față de O este tocmai mărimea oscilantă armonic dată mai sus.

Două sau mai multe mărimi oscilante cu aceeași pulsație ω se pot reprezenta pe aceeași diagramă fazorială (fig. 12). Diferența de fază $\delta_2-\delta_1$ dintre cele două mărimi oscilante se reprezintă prin unghiul constant dintre cei doi fazori. Compunem vectorial — fazorial — cele două segmente OM_1 și OM_2. Rezultanta este diagonala OM a paralelogramei cu laturile OM_1, OM_2. Împreună cu fazorii OM_1 și OM_2 se rotește și fazorul OM, cu aceeași viteză unghiulară ω, deci proiecția m a lui M efectuează o mișcare oscilatorie de amplitudine A și cu pulsația ω.

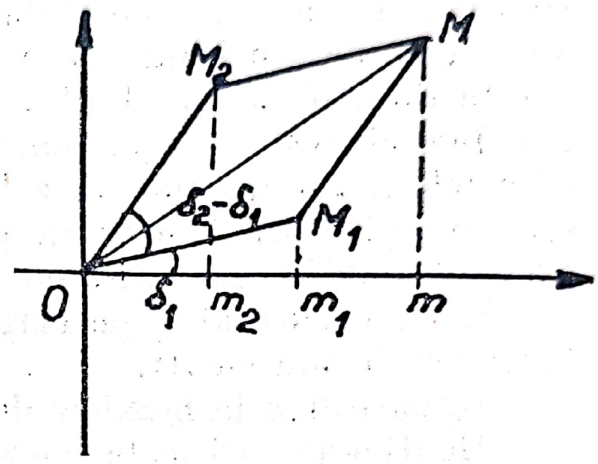


Fig. 12.

Este ușor să ne convingem că această mărime oscilantă este tocmai suma celor două oscilații reprezentate inițial pe diagramă. Într-adevăr, se vede pe figură că avem $Om_2=m_1m$, deci $Om_1+Om_2=Om$, adică:

$$\varphi_1+\varphi_2=A_1\cos(\omega t+\delta_1)+A_2\cos(\omega t+\delta_2)=A\cdot\cos(\omega t+\delta)=\varphi.$$

Această relație rămîne valabilă și atunci cînd unele faze devin mai mari ca 90°, adică mărimile respective vor fi negative.

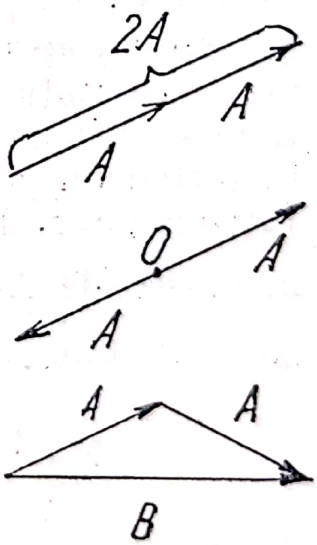


Fig. 13.

Care va fi amplitudinea oscilației rezultante dacă se suprapun două oscilații armonice de aceeași pulsație și de amplitudini egale ($A_1=A_2$)? Este clar că suma fazorilor depinde de unghiul dintre aceștia și variază între cele două extreme (fig. 13):

— maxim: $A+A=2A$ la $\delta_2-\delta_1=0$ sau $2\pi k$

— minim: $A-A=0$ la $\delta_2-\delta_1=(2k+1)\pi$,

unde k ia valorile 0, 1, 2, 3 . . .

Scanned with OKEN Scanner

Revenind la experiența lui Young, avem toate motivele să credem că în fiecare punct al ecranului se întîlnesc excitații de aproximativ aceeași amplitudine, provenite din cele două fante F_2 și F'_2. Franjele de maxime de interferență corespund compunerii $A+A=2A$, iar franjele întunecate compunerii $A-A=0$.

Combinînd aceste concluzii referitoare la interferență, cu constatarea experimentală că intensitatea franjei luminoase este de 4 ori mai mare ca cea produsă de lumina provenită dintr-o singură fantă, tragem concluzia că intensitatea luminii este proporțională cu pătratul amplitudinii. (Efectele luminii, enumerate la începutul acestui capitol — senzația vizuală, înnegrirea plăcii fotografice etc. — sînt proporționale cu intensitatea luminoasă, prin definiție).

Deci, intensitatea pe ecran a luminii provenite dintr-o fantă este egală cu A^2.

Intensitatea la maxime de interferență va fi $(2A)^2=4A^2$.

Menționăm că este vorba aici de intensități medii. Excitația depinde de timp, intensitatea luminoasă este tot funcție de timp, dar frecvențele enorme ale oscilațiilor luminoase nu se pot urmări și astfel va avea sens practic numai intensitatea medie definită ca pătratul amplitudinii.

Proprietatea fundamentală a luminii (sau, poate, a spațiului) este faptul că excitația luminoasă nu se poate izola într-un singur punct, ci ea se propagă sub formă de undă din aproape în aproape cu viteza finită c. Dacă într-un punct F avem excitație luminoasă de forma $\varphi=A_0\cos\omega t$, atunci trebuie să apară excitația luminoasă și în punctele vecine, înaintînd din aproape în aproape din ce în ce mai departe. Într-un punct la distanța r de F, excitația va apare cu o întîrziere de $\Delta t=\frac{r}{c}$ față de F. Această întîrziere de fază menținîndu-se, excitația într-un astfel de punct va fi de forma:

$$\varphi=A\cdot\cos\omega(t-\Delta t)=A\cdot\cos\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)=$$

$$=A\cdot\cos(\omega t-K\cdot r),$$

unde K este o notație des întîlnită: $K=\frac{\omega}{c}=\frac{2\pi}{T\cdot c}=\frac{2\pi}{\lambda}$.

Distanța parcursă de undă într-o perioadă se numește lungime de undă, $\lambda=c\cdot T$.

Cunoașterea acestor relații ne permite să terminăm interpretarea fenomenului de interferență de pe ecranul E_3 al dispozitivului lui Young.

Scanned with OKEN Scanner

Cele două fante F_2 și F_2' fiind situate la aceeași distanță de fanta F_1, fazele excitațiilor din cele două fante vor fi egale. Notăm faza lor comună cu ωt. Într-un punct M al ecranului E_3 situat la distanțele r și r' de cele două fante vor sosi excitații de fazele $\omega t - K \cdot r$ și $\omega t - K \cdot r'$, deci cu diferența de fază (fig. 14):

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(r' - r).$$

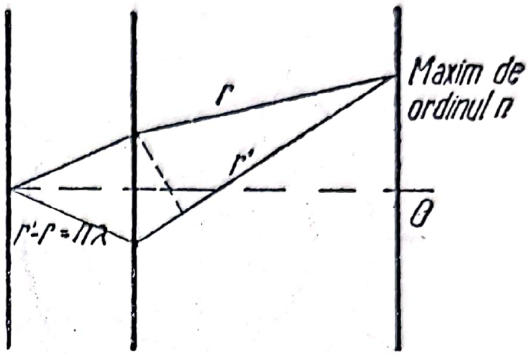


Fig. 14.

Maximele de interferență sînt în punctele M cu $\delta = 2 \cdot n\pi$, deci $r' - r = n\lambda$. Condiția de maxim de interferență este ca diferența de drum să fie egală cu un număr întreg de lungimi de undă.

Din datele geometrice ale dispozitivului și din distanțele maximelor de interferență de la centrul O al ecranului se calculează lungimea de undă pe cale elementară. Se găsește pentru lumina galbenă a sodiului — din sarea de bucătărie — cu care s-a lucrat: $\lambda = 589$ nm ($1 nm = 10^{-9}$ m, adică o milionime de mm). Lungimile de undă ale radiațiilor vizibile sînt cuprinse între 380 nm (pentru violet) și 700 nm (pentru roșu).

În raționamentele de mai sus am considerat întotdeauna cîte un singur punct cu o anumită fază $\omega t - Kr$ a excitației. Am urmărit deci o singură „rază de lumină". În realitate însă unda luminoasă nu se propagă în lungul unei linii geometrice, ci propagarea este un fenomen spațial.

Faza excitației are o anumită valoare nu într-un punct, ci pe o suprafață, adică în toate punctele unei suprafețe, numită suprafață de undă. Unda în spațiu constă deci dintr-o infinitate de suprafețe de undă. Direcția de propagare a undei este în fiecare punct paralelă cu normala suprafeței de undă în punctul respectiv. Liniile care intersectează toate suprafețele de undă, avînd în fiecare punct direcția normalei, sînt coresponentele ondulatorii ale „razelor geometrice de lumină".

De exemplu, dacă suprafețele de undă sînt sfere concentrice, atunci razele ce trec prin centru sînt drepte (fig. 15 *a*). Astfel, corespondentul ondulatoriu al noțiunii geometrice de fascicul divergent sau convergent cu vîrful într-un punct obiect sau punct imagine este acela de undă sferică în jurul punctului respectiv.

Scanned with OKEN Scanner

În cazul unei „unde plane" suprafeţele de undă sînt plane, iar normalele lor paralele între ele (fig. 15 *b*). Corespondentul ondulatoriu al fasciculului paralel de raze de lumină este unda plană.

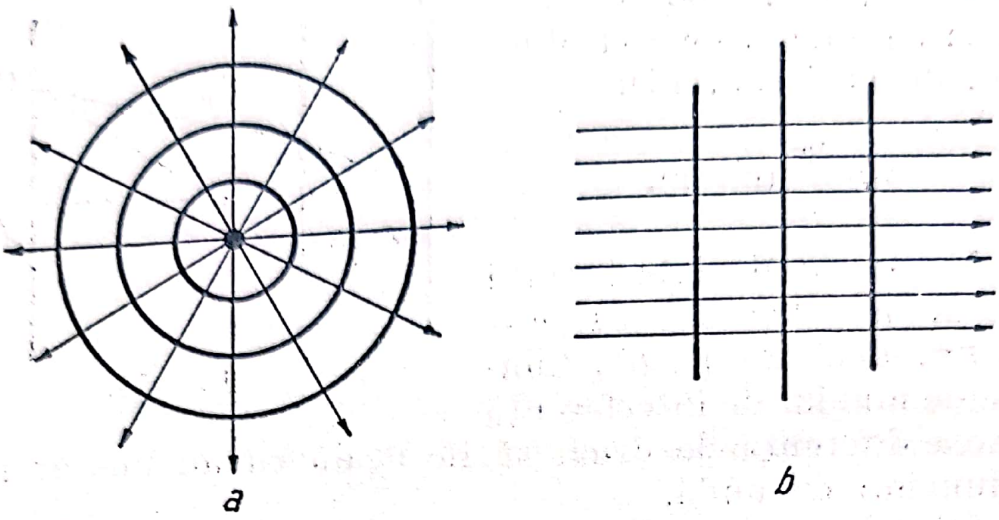


Fig. 15.

Amintind aceste corespondenţe nu dorim nici pe departe să sugerăm impresia că toate noţiunile modelului ondulatoriu îşi au analogul în modelul geometric, ceea ce în sens invers este perfect valabil. Am putut vedea, şi vom constata şi în continuare, că modelul geometric este „net inferior".

În exemplele citate mai sus razele de lumină au fost drepte. Să considerăm acum cazul difracţiei, despre care la începutul acestui capitol am afirmat că se manifestă prin faptul că dintr-o fantă iluminată din spate pleacă raze în toate direcţiile şi nu numai în direcţia razei incidente. Raza de lumină nu este deci întotdeauna dreaptă, în cazul difracţiei ea este curbă. Propagarea rectilinie este numai cazul particular al lipsei de difracţie.

În cele de mai sus am descris diferitele noţiuni — unda sferică, unda plană, propagarea rectilinie, difracţia etc. —, dar nu am demonstrat încă necesitatea existenţei lor reale în baza principiilor opticii ondulatorii. Problemele ce urmează să le abordăm cer o înţelegere mai profundă a acestora. Trebuie să trecem la o analiză mai profundă a teoriei ondulatorii.

Teoria ondulatorie se bazează pe principiul lui Huygens, deci vom formula enunţul acesteia într-o formă mai precisă decît l-am folosit pînă acum: un punct oarecare P al unui plan de undă emite în toate direcţiile spre înainte şi nu numai în direcţia normalei la plan — cum ar trebui să fie după modelul geometric.

Scanned with OKEN Scanner

Dacă acceptăm acest principiu, apare o „contradicție": de ce unda se propagă totuși exclusiv în direcția normalei? Răspunsul îl găsim tot cu ajutorul principiului lui Huygens. Undele emise de toate punctele unui plan de undă într-o direcție oarecare diferită de cea a normalei se „sting" prin interferență.

Să analizăm această afirmație. Considerăm un plan de undă π și toate razele ce pleacă din punctele acestui plan într-o direcție diferită de normala planului. Toate aceste raze se vor întîlni la o distanță relativ mare (teoretic la infinit) și se vor suprapune. Să vedem cu ce faze (fig. 16).

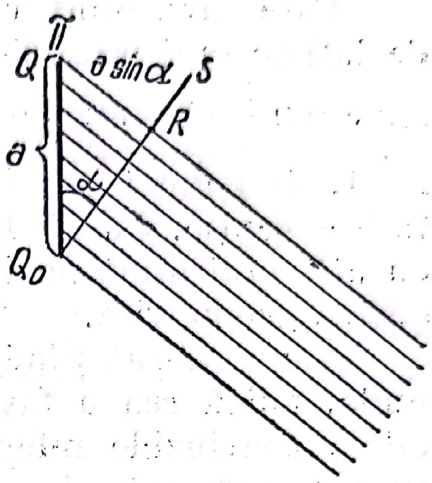


Fig. 16.

Considerăm un plan S normal pe direcția razelor și trecînd prin punctul Q_0 al planului de undă. Diferențele de fază între diferitele raze au apărut între planele π și S. De la planul S încolo ele nu se mai modifică. Diferența de fază a razei extreme ce trece prin Q și R față de raza „întîi" ce trece prin Q_0 este:

$$\delta_Q = 2\pi \frac{a}{\lambda} \sin \alpha.$$

Dacă avem $\delta_Q = 2\pi$, adică fazele razelor din fascicul variază de la 0 la 2π, atunci pe lîngă fiecare rază intervine în fascicul și o altă rază cu faza tocmai contrară, cu diferența de fază π. Acestea, prin suprapunere, se anulează. Aceeași situație avem și pentru $\delta_Q = n \cdot 2\pi$, adică pentru $a = \frac{n\lambda}{\sin \alpha}$, cu $n \neq 0$.

Dacă $a = \infty$, adică fasciculul este nelimitat atunci condiția de mai sus este satisfăcută pentru orice $\sin \alpha \neq 0$. Unica excepție este deci direcția cu $\sin \alpha = 0$, adică direcția normalei. Aceasta este unica direcție în care razele nu se anulează prin interferență și lumina se propagă la distanțe macroscopice. Deci vom avea raze de lumină exclusiv în linie dreaptă, în direcția normalei la suprafață. În acest caz optica geometrică este valabilă cu bună aproximație.

Situația se schimbă în mod esențial dacă a este finit, adică fasciculul este limitat. În acest caz condiția $a = n \cdot \frac{\lambda}{\sin \alpha}$ este satisfăcută numai pentru direcțiile cu $\sin \alpha = n \cdot \frac{\lambda}{a}$, cu

$n \neq 0$, iar în intervalele cuprinse între acestea, nu. Lumina se propagă deci și în alte direcții decît aceea a normalei suprafeței de undă. Noțiunea de fascicul paralel își cam pierde sensul, optica geometrică nu mai poate fi valabilă.

Este interesant cazul extrem al fantei foarte înguste, de lățime mai mică decît lungimea de undă: $a < \lambda$. Ecuația $\sin \alpha = n \frac{\lambda}{a} \neq n$ nu poate fi satisfăcută nici măcar pentru $n = 1$, deci din fanta îngustă pleacă raze în toate direcțiile, fără excepție. Cu cît limitările sînt de dimensiuni mai mici, cu atît mai mult ne îndepărtăm de condițiile aplicabilității opticii geometrice.

Am analizat pînă acum problema limitării planului de undă, adică cea a fasciculului paralel. Atît raționamentele cît și concluziile referitoare la limitarea undei sferice sînt analoage cu cele de mai sus. Generalizarea este evidentă.

Comparînd previziunile acestei teorii a difracției — ca și cele în cazul interferenței — cu experiența, se constată o coincidență perfectă. În baza acestui succes teoria ondulatorie s-a impus în mod autoritar, putem afirma chiar în mod „definitiv", înlăturînd teoria corpusculară pentru un secol și ceva.

Datorită unui șir de descoperiri — efect fotoelectric, efect Compton etc. — și intuiției marelui Einstein, teoria ondulatorie și-a pierdut supremația, dar acest „definitiv" are totuși o semnificație ce se menține și astăzi: este definitivă afirmația că lumina are proprietăți ondulatorii și că acestea se manifestă prin fenomene de interferență și difracție. Ce alte proprietăți mai are lumina, ce fenomene mai prezintă? Multe. Răspunsul la această întrebare nu va fi niciodată complet sau definitiv.

6. LIMITAREA PRIN DIFRACȚIE A INFORMAȚIEI

Noțiunea de fascicul de raze de lumină are importanță fundamentală în optica geometrică; cu ajutorul ei am definit noțiunea de focar al unei lentile. La rîndul lui și conceptul de focar are rol fundamental la construcția imaginii. Și, în urma celor de mai sus, tocmai această noțiune a fasciculului paralel își cam pierde sensul dacă fasciculul este limitat.

Scanned with OKEN Scanner

Practic, fasciculul este întotdeauna limitat căci lentilele unui aparat optic oarecare nu pot avea diametre nelimitate, deci difracția apare întotdeauna.

Apariția difracției nu se datorește deci vreunui defect de construcție, producerea ei are motive principiale. În consecință: ea nu se poate elimina.

Să reluăm problema limitării unidimensionale a fasciculului paralel. Planul de undă π este limitat în planul schiței de muchiile m și m', perpendiculare pe planul schiței la distanța a una de alta. Lumina nu se mai propagă de aici numai drept înainte, ci și în alte direcții. Intervalul unghiular din jurul normalei este delimitat de cele două direcții (în sus și în jos), care fac cu direcția normalei unghiul α_1 (fig. 17) dat de relația:

$$\sin \alpha_1 = \frac{\lambda}{a}.$$

Între acest unghi interzis și următorul α_2, cu $\sin \alpha_2 = 2\frac{\lambda}{a}$, iarăși avem direcții în care se propagă lumina, apoi între α_2 și α_3 iarăși și așa mai departe. Se constată însă, teoretic și practic, că lumina ce se propagă în aceste direcții permise dincolo de unghiul α_2 este neglijabilă față de cea care se propagă în primul interval unghiular din jurul normalei.

În aparate optice fasciculul se delimitează totdeauna prin diafragme circulare ca, de exemplu, monturile lentilelor. În principiu, concluziile de mai sus rămîn valabile și în cazul limitării bidimensionale, dar calculele sînt ceva mai complicate.

Unghiul limită care delimitează direcțiile razelor fasciculului central din jurul normalei este dat de relația:

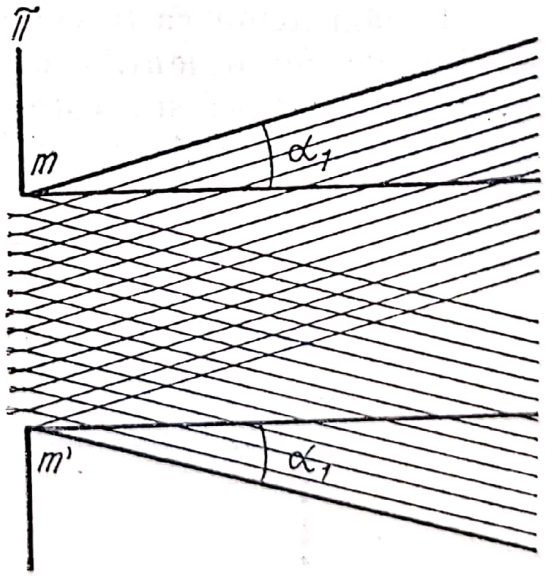


Fig. 17.

$$\alpha \approx \sin \alpha = \frac{3{,}8\lambda}{2\pi R} = \frac{1{,}2\lambda}{2R},$$

unde R este raza diafragmei circulare care delimitează fasciculul.

Scanned with OKEN Scanner

Desigur, unghiul α de pe figura 18 are mărime mult exagerată, căci în realitate raportul λ/R este foarte mic. De exemplu, cu $\lambda=500$ nm și $R=1$ cm avem:

$$\alpha=\frac{1{,}2\lambda}{2R}=\frac{1{,}2\cdot 5\cdot 10^{-5}}{2}=3\cdot 10^{-5}.$$

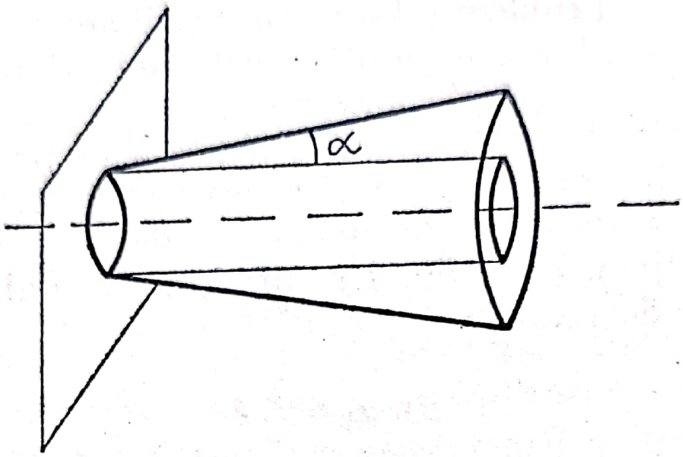


Fig. 18.

(Micimea acestei valori justifică identificarea unghiului α cu sinusul său!)

Tocmai valoarea foarte mică a acestui unghi face ca în astfel de condiții ($R\gg\lambda$) optica geometrică să fie valabilă cu bună aproximație. Dar nu cu exactitate!

Lăsăm acum ca fasciculul paralel difractat prin limitare să ajungă pe o lentilă convergentă de distanța focală f, considerată ideală și a cărei axă să coincidă cu cea a diafragmei. Razele paralele cu axa sistemului ajung chiar în focar,

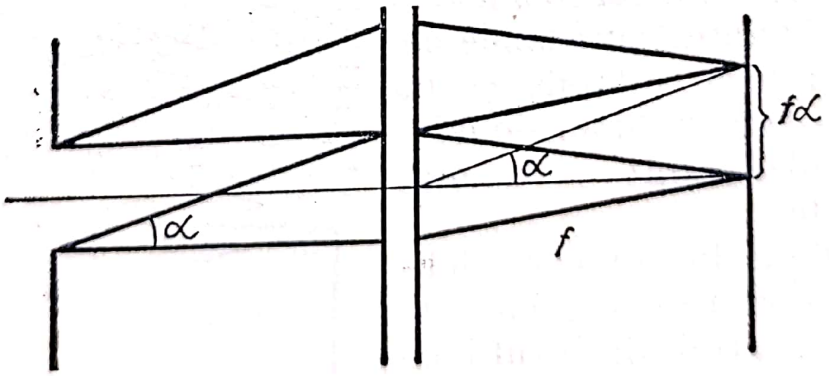


Fig. 19.

iar cele care fac un unghi α cu axă ajung pe planul focal la distanța (fig. 19):

$$r=f\cdot\alpha=\frac{1{,}2\cdot\lambda\cdot f}{2R}$$

Scanned with OKEN Scanner

de focar. În loc de un punct focar avem deci o pată de raza r în jurul „focarului geometric".

Este uşor să ne convingem că nimic nu depinde de distanţa dintre diafragmă şi lentilă, distanţa dintre acestea poate fi oricît de mică. La limită, totul rămîne valabil şi dacă planul diafragmei coincide cu cel al lentilei, adică diafragma este tocmai montura lentilei.

În cazul unei lentile de diametru finit, imaginea punctului de la infinit nu este deci un punct, ci o pată circulară de raza r. Tot aşa se întîmplă şi cu imaginea altor puncte.

Lentila mărginită care formează imaginea planului obiect de la distanţa p în planul imagine la distanţa p' o putem descompune, în gînd, în două lentile (fig. 20). Prima are distanţa focală p şi este nelimitată, iar a doua are distanţa focală p' şi este limitată. Prima lentilă transformă fasciculul divergent într-un fascicul paralel, fără fenomen de difracţie. Urmează ca fasciculul paralel să cadă pe lentila limitată şi să se producă fenomenul descris mai sus. Raza petei de difracţie este deci:

$$r = \frac{1{,}2 \cdot \lambda \cdot p'}{2R}$$

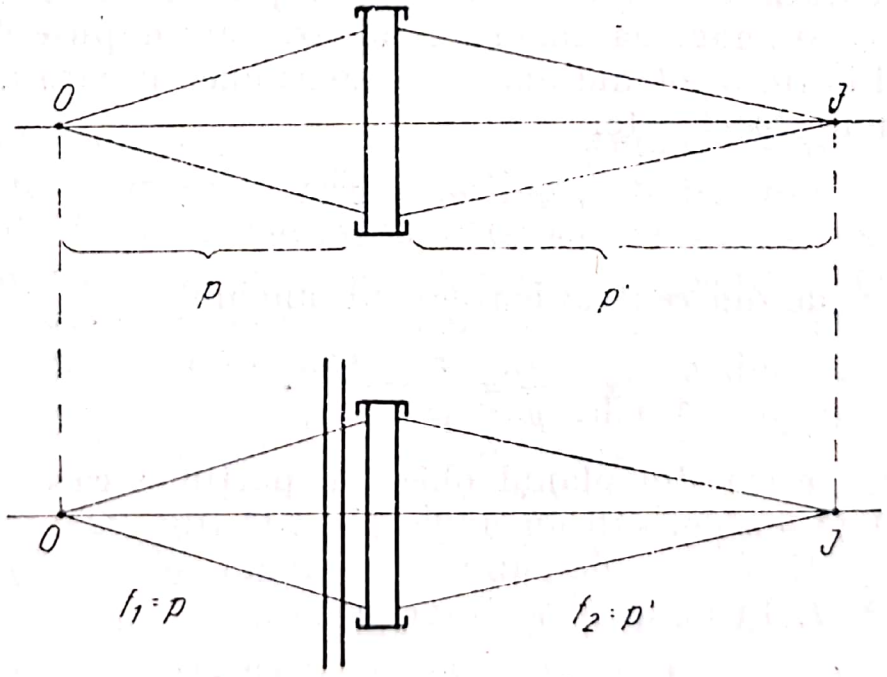


Fig. 20.

Fiind date două puncte obiect, se pune problema dacă imaginile lor se mai pot distinge sau nu, căci petele respective de difracţie sînt parţial suprapuse. Practic se foloseşte „criteriul lui Rayleigh" conform căruia două puncte se dis-

Scanned with OKEN Scanner

ting dacă centrul fiecărei pete de difracție este în afara celei-lalte pete. Distanța dintre centrele petelor trebuie să fie mai mare ca raza unei pete (fig. 21).

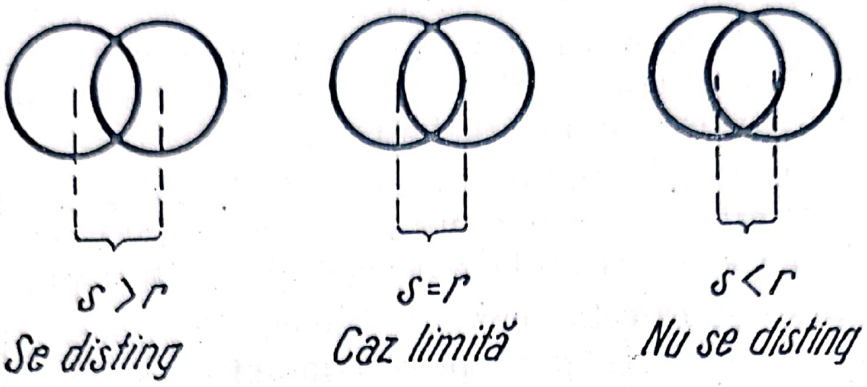


Fig. 21.

Faptul că nu se disting puncte cu distanța dintre ele mai mică ca r se poate interpreta ca o structură celulară a imaginii. Elementele imaginii sînt astfel de celule. În interiorul unei celule nu este nici o informație, nici un detaliu. Dimensiunile unei celule sînt de ordinul r. Imaginea este astfel un mozaic de pete uniforme, dar diferite între ele. Se întîmplă ca și cum imaginea ar fi fost desenată cu un creion al cărui vîrf lasă urmă de lățime r.

Structura celulară a imaginii o putem privi în mod formal, ca și imaginea unei structuri celulare impuse de către sistemul optic în planul obiect. Dimensiunea liniară a celulei din planul obiect este:

$$r_0 = \frac{p}{p'} \cdot r = \frac{1{,}2\lambda p}{2R}$$

și ea se vede din centrul lentilei sub unghiul

$$\alpha = \frac{r}{p_0} = \frac{r}{p'} = \frac{1{,}2\lambda}{2 \cdot R}.$$

Considerăm din planul obiect o porțiune care se vede din centrul lentilei sub un unghi solid Ω (fig. 22). Imaginea acestei porțiuni se vede sub același unghi solid, deci aria ei va fi $p'^2 \cdot \Omega$. În această porțiune încap.

$$N \approx \frac{p'^2 \cdot \Omega}{r^2} = \frac{p^2 \cdot \Omega}{r_0^2} = \frac{R^2 \cdot \Omega}{0{,}36\lambda^2} \approx \frac{\pi R^2 \cdot \Omega}{\lambda^2} \text{ celule.}$$

(Alegerea formei celulei este arbitrară.)

Acesta este numărul — finit — al punctelor ce se pot vedea distincte într-un unghi solid Ω printr-o diafragmă de aria πR^2. Informația este proporțională cu acest număr.

Scanned with OKEN Scanner

Este foarte intuitiv acest fapt că informația este proporțională cu aria „ferestrei“ și cu lărgimea cîmpului vizual. Se sugerează noțiunea de flux de informație.

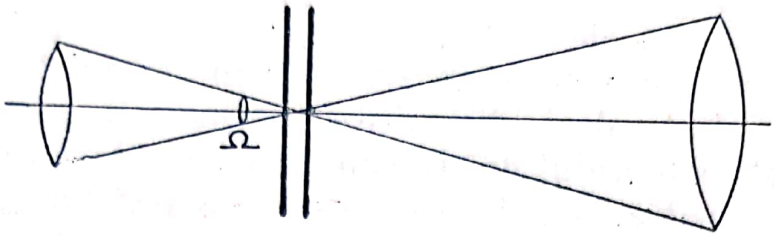


Fig. 22.

Informația transportabilă printr-o anumită fereastră dintr-un anumit cîmp vizual mai depinde și de lungimea de undă. Cu cît lungimea de undă este mai mică — adică frecvența este mai mare —, cu atît va spori cantitatea de informație purtată de undele respective.

7. CONCORDANȚĂ ÎNTRE DEFICIENȚE SAU CÎT DE „BUNĂ“ TREBUIE SĂ FIE IMAGINEA

Informația optică a imaginii proiectate pe un ecran oarecare reprezintă numai o parte finită din informația „totală“, infinită conținută în obiect. Procesul transmiterii se realizează deci cu o „deficiență“, cu o pierdere inevitabilă de informație după care urmează pasul următor, cel al percepерii fluxului de informație care are loc pe diferite „ecrane“, cum sînt: retina ochiului omenesc, filmul fotografic, ecranul tubului videocaptor de televiziune etc.

Acest pas al percepерii poate fi de natură fizică sau chimică; de diferitele procese ne vom ocupa pe rînd la descrierea fiecărui dispozitiv în parte. Comun tuturor proceselor este faptul că ele nu se pot produce într-un singur punct. Nu se poate descompune purpura vizuală în puncte (volume nule), nu poate pleca cîte un nerv vizual din fiecare punct geometric al retinei; nu există condensatoare punctiforme care să se încarce prin efect fotoelectric și așa mai departe.

Toate aceste procese fizice și chimice au sens numai în volume sau arii nenule. Prin tehnică din ce în ce mai perfectă se poate face ca aceste volume sau arii să devină din ce

Scanned with OKEN Scanner

în ce mai mici, dar puncte nu pot deveni, din motive principiale.

În concluzie, putem afirma că ecranul oricărui receptor de informație optică are structură celulară, cum este de fapt și imaginea dată de sistemul optic de transmitere. Dacă pierderea de informație n-ar avea loc în timpul transmiterii, ea s-ar produce deci din cauza structurii receptoarelor. „Deficiența" sistemului de transmisie nu mai are importanță: s-a înlocuit cu alta. Dar dacă se observă o astfel de „potrivire" a celor două sisteme, oare se mai poate vorbi de deficiență?

Procesul elementar de transformare a semnalului optic în semnal de altă natură se face în cîte o celulă de dimensiuni finite. Densitatea celulelor nu poate fi infinită.

Cît de mari trebuie să fie celulele? Trebuie să corespundă cu ordinul de mărime al distanței dintre două puncte care se pot separa la limită. Dacă celulele sînt mai mari, atunci pierdem din informația oferită de sistemul optic. În schimb este inutil ca celulele să fie mai mici, căci în interiorul celulelor de difracție nu găsim nici o informație care ar merita să fie înregistrată sau transmisă mai departe.

Este interesant cazul cînd celulele ecranului receptor sînt mai mari decît celulele de difracție ale imaginii. Această situație permite o anumită „adîncime" a cîmpului vizual.

Considerăm o lentilă convergentă (un obiectiv) la distanța p' de un ecran. Acest dispozitiv optic este pus la punct — acordat — pentru planul obiect de la distanța $p = \frac{p' \cdot f}{p' - f}$.

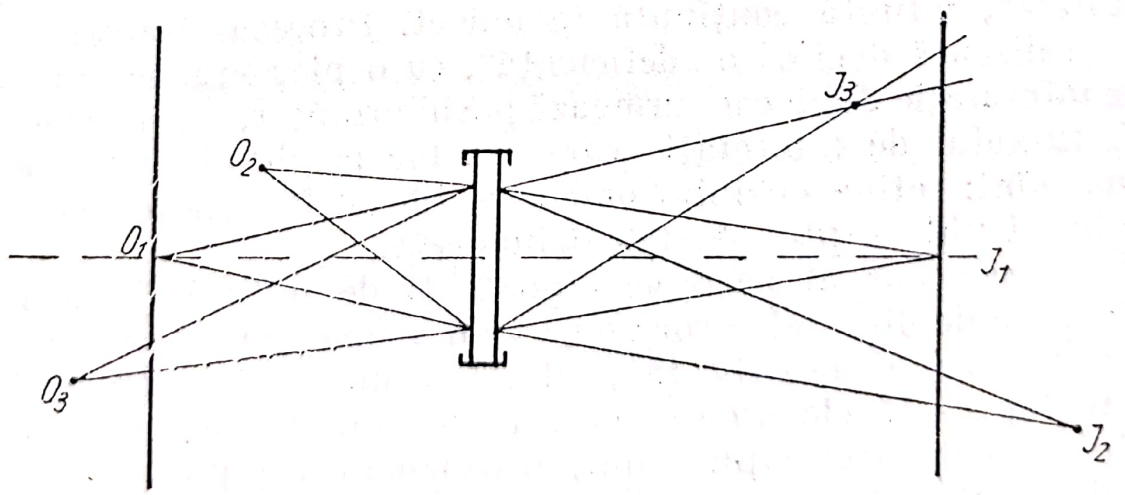


Fig. 23.

Acesta înseamnă că punctele obiect de pe acest plan își formează imaginile geometrice chiar pe ecran (fig. 23). Imaginile geometrice ale punctelor de o parte și de alta a planului obiect vor fi de o parte și de alta a ecranului. Fasciculele res-

Scanned with OKEN Scanner

pective vor avea în planul ecranului urme de diametre nenule chiar și după optica geometrică, și ele se mai lărgesc și din cauza difracției. Aceste discuri sînt mai mari decît petele de difracție, dar pînă ce nu sînt mai mari decît celulele ecranului, imaginile prelucrate de receptor ale punctelor din afara planului obiect vor fi tot atît de bune sau proaste ca și cele ale punctelor din planul obiect.

Din punctul de vedere al informației ce se transmite receptorului nu este nici o deosebire între punctele planului obiect și altele din afara acestuia dintr-o porțiune limitată a spațiului. Cîmpul vizual are adîncime nenulă. Este clar în baza figurii că adîncimea cîmpului vizual depinde și de lățimea maximă a fasciculului, adică de cea a diafragmei de apertură, care în cazul nostru este tocmai montura lentilei.

Facem un calcul estimativ al adîncimii cîmpului vizual. Neglijînd difracția, judecăm în baza opticii geometrice (fig. 24). Dimensiunea liniară a unei celule a ecranului o notăm cu D, iar diametrul lentilei — a diafragmei de apertură — este $2R$. În afară de obiectul O de la distanța p care are imaginea la distanța p', mai considerăm un obiect O_1 la distanța $s > p$. Imaginea acestuia este I_1, situată în fața ecranului. Punctele de intersecție A' și B' ale razelor O_1AI_1 și O_1BI_1 cu planul imagine sînt imaginile punctelor de intersecție ale acelorași raze cu planul obiect.

Imaginea lui O_1 pe planul imagine este o pată de diametrul $A'B'$ care se vede din centrul lentilei sub unghiul $\varepsilon = \frac{A'B'}{p'}$. Această pată este suficient de mică dacă avem

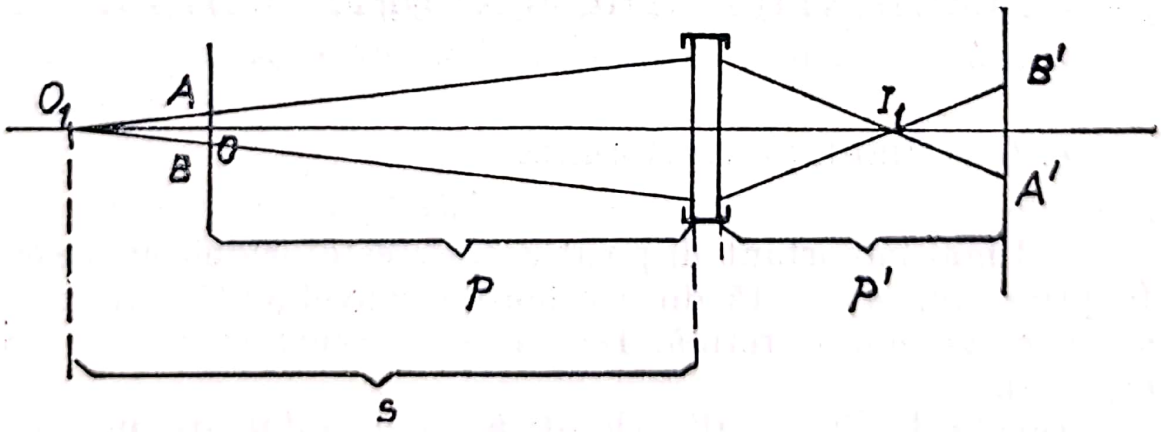


Fig. 24.

$p'\varepsilon = A'B' \leqslant D$, sau la limită: $p'\varepsilon = A'B' = D$. Aplicînd teorema lui Thales și egalitatea $AB = p\varepsilon$, găsim:

$$\frac{2R}{p.\varepsilon} = \frac{s}{s-p}, \text{ de unde rezultă, } \frac{1}{s} = \frac{1}{p} - \frac{\varepsilon}{2R}.$$

Cu un obiect O_2 în dreapta lui O am fi obținut în mod analog:

$$\frac{1}{s} = \frac{1}{p} + \frac{\varepsilon}{2R}.$$

(De multe ori este util în optică de a lucra în loc de distanțe cu inversele distanțelor. Unitatea de măsură 1/m a inversei unei distanțe se numește dioptrie.)

Astfel, cîmpul vizual se întinde în adîncime de la $\frac{1}{p} - \frac{\varepsilon}{2R}$ pînă la $\frac{1}{p} + \frac{\varepsilon}{2R}$ dioptrii, adică are o adîncime de $\varepsilon/R_m = 100\ \varepsilon/R_{cm}$ dioptrii. La descrierea aparatelor concrete vom avea ocazii de a da exemple.

În încheiere, mai trebuie să amintim cazul cînd după o transformare optică a informației urmează alta tot optică, adică receptorul informației optice livrate de un sistem optic este tot un sistem optic. Imaginea dată de primul sistem servește drept obiect pentru cel de al doilea sistem. Am văzut în capitolul precedent că și un sistem optic determină o structură celulară în planul său obiect. Aceasta înseamnă că tot conținutul capitolului de față se referă și la cazul cînd următoarea transformare a informației este tot optică.

8. CEL DINTÎI INSTRUMENT OPTIC: OCHIUL

A. DESCRIERE ȘI ACOMODARE

Cel mai important dispozitiv optic este ochiul omenesc. În principiu, el constă dintr-o lentilă convergentă variabilă și un ecran numit retină. Descriem pe scurt structura lui (fig. 25).

Învelișul alb, numit sclerotică, al ochiului are în față o parte transparentă, numită cornee transparentă. În spatele corneei urmează o diafragmă reglabilă automat după intensitatea luminii. Partea netransparentă a acesteia este colorată și se numește iris.

Deschiderea circulară a diafragmei poartă numele de pupilă. Fasciculul luminos ce a trecut prin pupilă, traversează

Scanned with OKEN Scanner

în continuare cristalinul (indicele de refracție $n=1{,}405$), care este o lentilă convergentă a cărei convergență este reglabilă cu ajutorul mușchilor. Tot corpul ochiului este umplut cu o substanță numită umoare. În fața cristalinului avem umoarea apoasă (indicele de refracție $n=1{,}336$), iar în spatele lui umoarea sticloasă (indicele de refracție $n=1{,}338$).

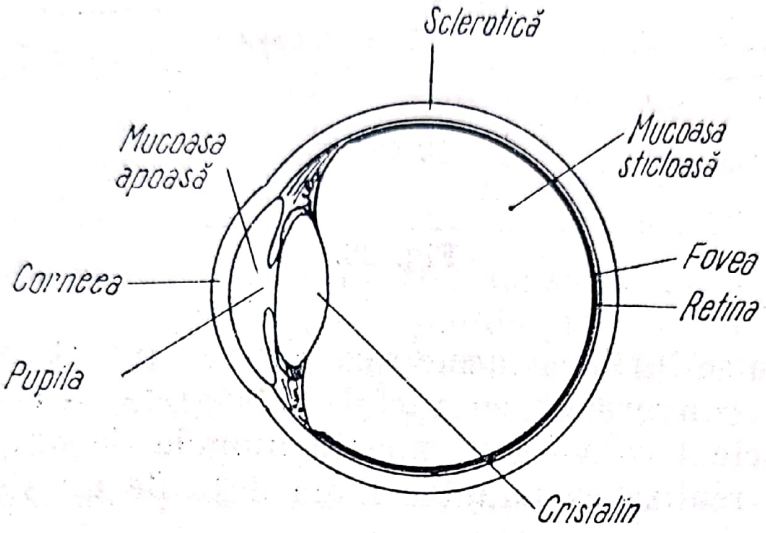


Fig. 25.

Distanța obiectului, a cărei imagine se proiectează pe retină, este reglabilă. Această distanță o notăm cu a și o numim distanță de acomodare. Însăși reglarea ochiului pentru o anumită distanță a se numește acomodare și se realizează prin încordarea ochiului cu ajutorul mușchilor, care acționînd asupra cristalinului îl deformează.

În cazul ochiului neîncordat distanța a de acomodare are valoarea ei maximă D, iar prin încordare distanța de acomodare se poate reduce pînă la o distanță minimă d. Avem deci:

$$d \leqslant a \leqslant D.$$

Măsura acomodării este inversa distanței de acomodare și se exprimă în dioptrii:

$$\frac{1}{D} \leqslant \frac{1}{a} \leqslant \frac{1}{d}.$$

Pentru un ochi normal avem $D=\infty$, deci acomodarea unui ochi normal neîncordat este nulă:

$$\frac{1}{a}=\frac{1}{D}=0.$$

Pentru un ochi miop D este finit și pozitiv. Acomodarea ochiului hipermetrop neîncordat este negativă. Pentru acest

Scanned with OKEN Scanner

ochi D este negativ sau precum se mai spune, D este mai mare decît infinit. Ochiul hipermetrop vede clar obiectul (virtual) din spatele observatorului. Această ultimă afirmație înseamnă

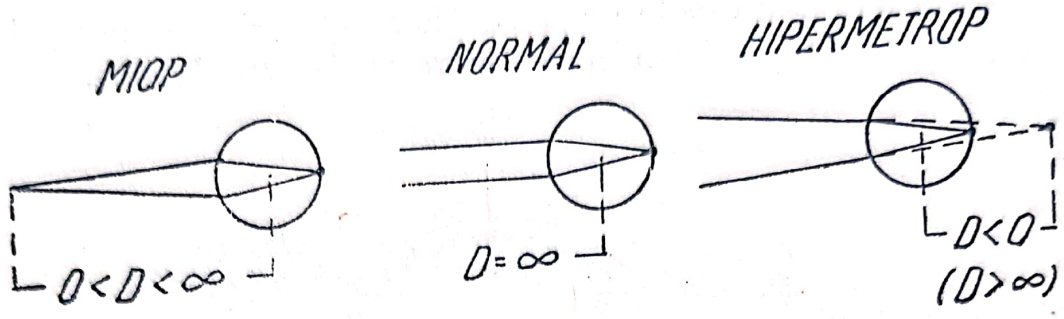


Fig. 26.

că pe retină se întîlnesc acele raze care au intrat în ochi deja ca fascicul convergent cu vîrful în spatele ochiului. Acest vîrf de fascicul convergent poartă numele de obiect virtual și se poate realiza ca imagine reală dată de un sistem optic (fig. 26).

Ambele anomalii se corectează prin ochelari (fig. 27). Prin adăugarea convergenței lentilei de ochelari se corectează acomodarea ochiului în așa fel încît în stare neîncordată să avem:

$$\frac{1}{D}+\frac{1}{f}=0.$$

Distanța focală a ochelarilor necesari este deci:

$$f_{ochel}=-D.$$

Rolul ochelarilor îl mai putem exprima astfel: ochelarii produc imaginea punctului de la infinit tocmai în punctul

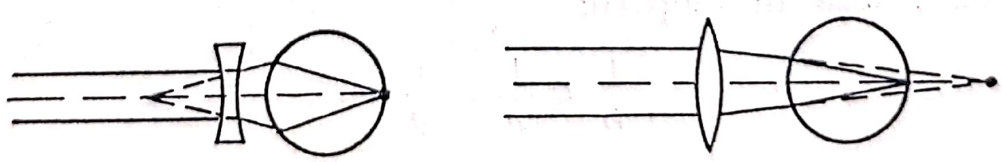


Fig. 27.

a cărui imagine se formează pe retina ochiului. Imaginea dată de ochelari servește drept obiect pentru ochi.

Distanța minimă d de acomodare corespunzătoare acomodării maxime realizate prin încordarea maximă posibilă

Scanned with OKEN Scanner

fără durere, variază chiar pentru ochiul normal de la individ la individ și în medie după vîrstă. Această ultimă variație este următoarea:

Vîrsta în ani	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60	65	70
d (în cm)	7,1	8,3	10	11,8	14,3	18,2	22,2	28,6	40	66,6	200	—400	—100
$1/d—1/D$ (în dtr.)	14	12	10	8,5	7,6	5,5	4,5	3,5	2,5	1,75	1	0,5	0.25

Valorile negative ale lui d trebuie să fie înțelese ca valori mai mari decît infinit și corespund, precum am văzut mai sus, obiectelor virtuale din spatele observatorului. În cazul valorilor negative ale lui d ochiul nu se poate acomoda nici pentru infinit.

Am mai dat în același tabel și variația cu vîrsta — în medie — a intervalului de acomodare $\frac{1}{d}-\frac{1}{D}$ (diferența dintre acomodarea maximă și cea minimă realizabile de ochiul respectiv). Observăm că el scade foarte repede cu vîrsta. Lipsa lui poartă numele de presbitism.

La proiectarea instrumentelor optice — în afară de ochelari — nu se ține cont de diferențele individuale, ci se consideră întotdeauna „ochiul standard" caracterizat de: $d=25$ cm, $D=$infinit. Deci $1/d-1/D=4$ dioptrii. Aceste date corespund unui ochi normal la vîrsta de aproximativ 42—43ani.

B. PUTEREA SEPARATOARE ȘI CÎMPUL VIZUAL

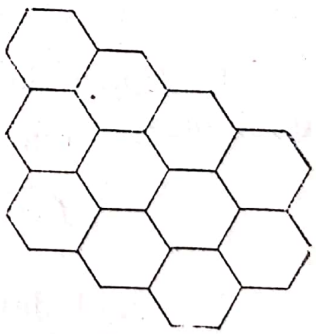


Fig. 28.

Retina are structură celulară, (fig. 28) creierul obținînd de pe fiecare celulă cîte o singură informație reprezentînd iluminarea medie a celulei. Diametrul unei celule din centrul retinei este aproximativ de 5 μm. Detalii, ce se proiectează pe o singură celulă, nu se disting, nu se separă.

Diametrul celulei corespunde aproximativ unghiului:

$$\varepsilon_0=\frac{5\mu m}{\frac{I}{58,64}m}=58,64\cdot 5\cdot 10^{-6}=2,93\cdot 10^{-4}\ [\text{rad}\approx 3\cdot 10^{-4}\,\text{rad}\approx 1'.$$

Aici 58,64 este convergența standard a ochiului omenesc.

Pentru a putea compara diametrul celulei cu cea a petei de difracție, calculăm raza diafragmei (a pupilei) pentru care raza petei de difracție s-ar vedea tocmai sub unghiul α.

Din $\alpha = \frac{0{,}6\,\lambda}{R}$ (vezi capitolul 6), cu $\alpha = \varepsilon_0$, rezultă pentru lumină vizibilă ($\lambda = 500$ nm):

$$R = \frac{0{,}6\lambda}{\alpha} = \frac{0{,}6 \cdot 5 \cdot 10^{-5}}{3 \cdot 10^{-4}} \text{ cm} = 0{,}1 \text{ cm} = 1 \text{ mm}.$$

Aceasta este chiar valoarea minimă a razei pupilei ochiului omenesc. Pupilei de diametru minim îi corespunde pată de difracție maximă pe retină. Această pată maximă este de mărimea celulei retinei. În mod normal pata de difracție este mai mică decît celula retinei.

Ar mai fi un al treilea fenomen care ar putea influența puterea separatoare: aberațiile geometrice ale sistemului optic al ochiului. În cazul unui ochi normal, sănătos, acestea nu joacă nici un rol, fiind foarte mici.

Rămîne deci ca puterea separatoare a ochiului să fie determinată de structura celulară a retinei. Desigur, în ce privește puterea separatoare a ochiului real, există diferențe individuale considerabile. Și aici se lucrează cu o valoare standard. Unghiul limită de separare al ochiului omenesc standard este $\varepsilon_0 = 1' \approx 3 \cdot 10^{-4}$ radiani.

Distanța limită între două puncte privite de la $a = d = 250$ mm este:

$$250 \cdot 3 \cdot 10^{-4} = 0{,}075 \text{ mm}.$$

Distanța de observare pentru care distanța limită este de 1 mm, este:

$$L = \frac{1}{\varepsilon_0} = \frac{10^4}{3} = 3333 \text{ mm} = 3{,}333 \text{ m}.$$

În cazul detaliilor de forma unor linii paralele unghiul poate fi cu mult mai mic. El poate ajunge pînă la $\frac{\varepsilon_0}{6} = 10''$. Acest fapt are importanță la citirea vernierului și la citirea gradațiilor, în general. Explicația acestui fenomen este aceea că detaliile liniare intersectează celule în moduri diferite (fig. 29).

Faptul că puterea separatoare a ochiului este finită, are importante consecințe și aplicații. Ochiul se mulțumește

Scanned with OKEN Scanner

cu instrumente optice reale care fac ca unui punct obiect să-i corespundă o pată în loc de punct imagine, deci posibilitatea de a construi instrumente optice satisfăcătoare.

Imaginea dată de un instrument optic — cea văzută pe ecranul televizorului, înregistrată sub forma unei fotografii sau tipărită — este bună dacă imperfecțiunile ei sînt detalii prea fine pentru a le observa cu ochiul. Instrumente și imagini perfecte — ideale — nu există, dar pretențiile ochiului omenesc se pot satisface.

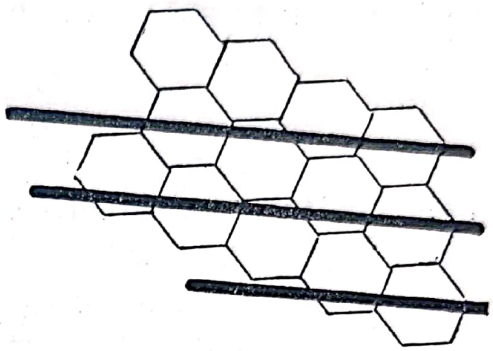


Fig. 29.

În fața ecranului de televizor trebuie să ne așezăm la o astfel de distanță încît să nu se distingă liniile. Calcule concerte vom da în capitolul consacrat televiziunii.

Picturile au și ele distanța optimă de la care trebuie să le privim: distanța de la care produc impresie naturală. De la distanțe mai mici nu se văd mai multe amănunte ale obiectului, ci numai amănunte tehnice privind aplicarea vopselei pe pînză. Aceste amănunte deranjează și trebuie să fie eliminate prin mărirea distanței de observare.

În schimb, la citit și la lucru se preferă de obicei o distanță de observare mai mică, chiar dacă astfel se vor vedea și amănunte neinteresante. Ochiul separă elementele văzute sub unghiul ε_0. A distinge efectiv aceste amănunte este obositor. Ar fi mai comod să le vedem sub unghiuri mai mari. De exemplu, literele dintr-o carte se pot recunoaște și de la distanța de un metru, dar este obositor să citim de la această distanță. Preferăm deci să vedem amănuntele necesare recunoașterii literelor sub unghiul $4\varepsilon_0$, adică să ținem cartea la distanța de 25 cm de ochi. Faptul că vedem și amănunte neinteresante din punctul nostru de vedere ca, de exemplu, firicele sau porozități în hîrtie, nu ne deranjează, căci nu sîntem atenți la ele.

Regula generală practică este aceea că unghiul ε_0 sub care se văd amănunte care trebuiesc distinse să fie cuprinse între 1′ și 5′. Vom vedea că la microscop se lucrează, în mod normal, cu $\varepsilon = 5\varepsilon_0$ adică imaginea dată de microscop este de cinci ori mai mare decît ar fi necesar pentru a putea observa cu ochiul toate amănuntele conținute în ea.

Am văzut că puterea separatoare a ochiului este determinată de structura celulară a retinei. Sistemul optic al ochiului ar permite să vedem o imagine mai bogată în detalii.

Scanned with OKEN Scanner

Am arătat în capitolul 7 că în astfel de cazuri cîmpul vizual are și o adîncime, în sensul că se văd tot atît de bine și punctele din fața sau spatele punctului obiect. Cîmpul vizual al ochiului omenesc acomodat pentru distanța $p=a$ se întinde în adîncime de la $\frac{1}{a}-\frac{\varepsilon_0}{2R}$ pînă la $\frac{1}{a}+\frac{\varepsilon_0}{2R}$ dioptrii. Pentru valoarea minimă a diametrului pupilei (R=1 mm), avem:

$$\frac{\varepsilon_0}{2R}=\frac{3.10^{-4}}{2.10^{-3}}=0{,}15,$$

deci limitelor adîncimii cîmpului vizual corespund acomodările:

$$\frac{1}{a'}=\frac{1}{a}\pm 0{,}15.$$

Fie, de exemplu, ochiul neîncordat $\left(\frac{1}{a}=0\right)$. În acest caz limitele vor fi (fig. 30).

$$\frac{1}{a'}=\pm 0{,}15 \quad \text{sau} \quad a'=\pm\frac{1}{0{,}15}\approx\pm 7 \text{ m}.$$

Cu ochiul standard neîncordat se văd concomitent suficient de clar obiectele reale situate la distanțe mai mari de 7 m și obiecte virtuale din spate tot la distanțe mai mari ca 7 m. (Adică, algebric, la distanțe mai mici ca-7 m.)

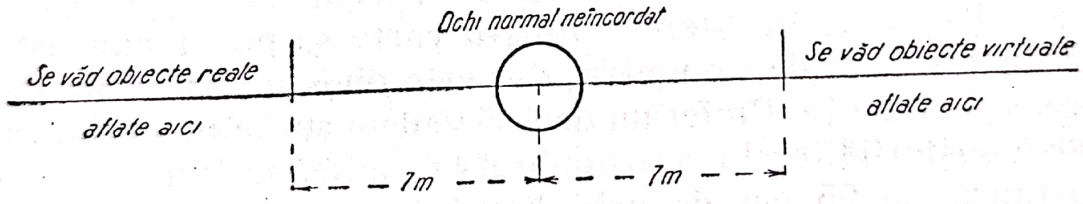


Fig. 30.

Calculăm adîncimea cîmpului vizual în cazul încordării maxime a ochiului ($a=d$). Limitele adîncimii cîmpului vizual sînt:

$\left(\frac{1}{a'}\right)_{min}=4-0{,}15=3{,}85$ dioptrii și $\left(\frac{1}{a'}\right)_{max}=4+0{,}15=4{,}15$ dioptrii

Distanțele corespunzătoare sînt:

$$\frac{1}{3{,}85}=0{,}260=26 \text{ cm} \quad \text{și} \quad \frac{1}{4{,}15}=0{,}241=24{,}1 \text{ cm}.$$

Scanned with OKEN Scanner

Cele prezentate mai sus despre calităţile retinei se referă numai la o mică parte centrală a acesteia. Vedem cu ochiul în condiţiile descrise mai sus numai dacă imaginea cade pe adîncitura petei galbene, numită fovea sau fovea centralis. Aceasta are un diametru unghiular de aproximativ 1 grad. În aceste condiţii lărgimea cîmpului vizual este deci numai de $1° = \frac{1}{57,3}$ rad. Acesta cuprinde la distanţa de $d = 25$ cm un cerc de diamtru $\frac{25}{57,3} = 0,435$ cm $= 4,35$ mm, adică abia o literă sau două. La distanţa de 1 metru încape în acest cîmp vizual o monedă de 15 bani.

În condiţii ceva mai puţin bune se văd obiectele proiectate pe restul petei galbene, avînd forma ovală, alungită în direcţie orizontală. Cele două axe se văd sub unghiurile de 6° şi 8°. Acest cîmp vizual cuprinde la $d = 25$ cm pe orizontală 35 mm, iar pe verticală 26 mm, adică aproximativ un timbru poştal. La ditanţe de 1 metru dimensiunile cuprinse în limitele acestui cîmp vizual sînt 14 cm, respectiv 10,4 cm, adică aproximativ cele ale unei cărţi poştale.

În jurul petei galbene urmează restul retinei cu putere separatoare şi mai mică. Acesta serveşte numai pentru vedere orientativă. Obiectul observat prin vedere în afara petei galbene se va studia aducîndu-i imaginea pe pata galbenă prin rotirea ochiului.

Ochiul se poate roti cu 120 grade pe verticală şi cu 150 grade pe orizontală. Acestea sînt limitele practice ale cîmpului vizual. Rotirile făcîndu-se foarte repede, se mătură cu privirea suprafeţe mari într-un timp scurt. Cîmpul vizual îngust al ochiului este compensat prin mobilitatea acestuia. Practic, noi vedem toate obiectele prin proiectarea imaginilor pe pata galbenă. Pe restul retinei se obţin numai informaţiile necesare dirijării privirii.

Desigur, obiectele din diferite direcţii se pot afla la distanţe diferite. Odată cu rotirea ochiului se va face în mod automat şi acomodarea lui pentru distanţele respective. Dacă într-o anumită direcţie se văd concomitent obiecte de la diferite distanţe, atunci ele se vor vedea clar numai în limitele adîncimii cîmpului vizual.

Paralel cu scăderea densităţii celulelor de la centrul retinei spre periferia lui, din cauza creşterii aberaţiilor sistemului optic, scade şi calitatea imaginii proiectate pe retină. Aceste două fapte importante determină împreună scăderea calităţii imaginii de la centru spre periferie.

Scanned with OKEN Scanner

Cele afirmate mai sus despre calităţile retinei ochiului omenesc se referă la condiţiile „vederii diurne", caracterizată prin iluminări mari ale obiectelor (mai mari ca 100 lux).

Reducîndu-se luminozitatea, situaţia se schimbă esenţial. Pentru ca aceste schimbări să fie mai vizibile, trecem la extrema cealaltă a iluminărilor mici (mai mici ca 0,01 lux). În aceste condiţii vederea se numeşte crepusculară. Între vederea diurnă şi cea crepusculară se constată diferenţe esenţiale. Prima dintre acestea este dispariţia culorilor în cazul vederii crepusculare. La luminozităţi slabe se văd obiectele dar nu şi culorile lor.

A doua diferenţă este scăderea puterii separatoare. Ca o a treia deosebire trebuie să amintim că în cazul vederii crepusculare pata galbenă şi mai ales adîncitura ei centrală îşi pierd calităţile lor relative faţă de restul retinei. Chiar invers, în aceste condiţii părţile periferice ale retinei sînt mai sensibile. Obiecte slab vizibile ca, de exemplu, primele stele care apar seara pe cer, se descoperă mai uşor dacă ochii nu privesc chiar spre ele, ci imaginea lor se proiectează pe marginea retinei.

Cea de a patra deosebire se manifestă prin fenomenul Purkinje. Considerăm o suprafaţă roşie şi alta albastră, vizibile la fel în condiţiile vederii diurne. Trecînd, prin reducerea luminozităţii, la condiţiile vederii crepusculare, se constată că suprafaţa albastră se va vedea cu mult mai bine ca cea roşie. Cea albastră va părea a fi albă, iar cea roşie gri închisă.

Mai întîi din aceste deosebiri, iar apoi din analiza microscopică directă a retinei, s-a ajuns la concluzia că avem două sisteme — aparate — de vedere. Primul este cel al conurilor, iar al doilea cel al bastonaşelor. Denumirile provin de la formele terminaţiilor de pe retină ale nervilor vizuali.

Conurile sînt sensibile la culori, ele se aşează pe părţile centrale ale retinei, au densitate mare şi asigură aici vederea colorată şi cu putere separatoare mare, însă numai în condiţii bune de luminozitate.

Spre periferie apar din ce în ce mai multe bastonaşe. Acestea sînt mai sensibile la luminozităţi slabe, dar nu disting culorile. Densitatea lor este mică; sînt celule de dimensiuni mai mari decît conurile. Prin acest fapt se explică marea lor sensibilitate pe de o parte şi mica putere separatoare ce o

Scanned with OKEN Scanner

asigură, pe de altă parte. Sistemul bastonașelor funcționează în condiții cînd conurile nu mai pot funcționa.

Desigur, iluminările mari, necesare funcționării conunurilor, ar fi dăunătoare bastonașelor. În cazul iluminărilor mari bastonașele trebuie să fie ferite. Chiar în intervale de iluminare în care funcționează numai conurile sau numai bastonașele, iluminarea mai poate varia între limite foarte largi. Sensibilitatea ochiului trebuie să varieze în mod corespunzător. Această variație a sensibilității, inclusiv trecerea de la un sistem la altul, poartă numele de adaptare. Ea se face în mod automat, dar nu instantaneu. Intrînd într-o cameră întunecată sau ieșind la lumina zilei din întuneric, putem constata că adaptarea este un proces cu durata de ordinul minutelor. Adaptarea la lumină puternică, adică reducerea sensibilității se face cu mult mai repede decît procesul invers.

Intervalul de adaptare al ochiului omenesc este uimitor de mare. Raportul dintre iluminarea maximă și cea minimă pentru care ochiul se poate adapta este de ordinul 10^{12}.

Fără să avem posibilitatea sau intenția să intrăm în detaliile aspectului fiziologic al problemei, vom încerca să schițăm bazele procesului de vedere și adaptare.

Lumina ajunsă pe cîte o celulă a retinei produce descompunerea unei părți a purpurei vizuale aflate acolo. Purpura descompusă irită nervul vizual. Purpura se reface cu ajutorul energiei obținute prin alimentarea retinei cu sînge. Se stabilește un echilibru dinamic între purpura descompusă și cea nedescompusă; cu cît lumina este mai puternică, cu atît echilibrul se stabilește la o cantitate mai mică de purpură nedescompusă, deci sensibilitatea va fi mai mică. Acesta este chiar mecanismul de bază al adaptării.

Pe lîngă acestea, mai are loc migrarea pigmentului întunecat care la luminozități slabe se retrage în domeniile limită între celule, iar la luminozități mari migrează peste suprafața celulei, ferind-o de acțiunile dăunătoare ale luminozității prea mari.

Mai au un rol oarecare și variațiile diametrului pupilei între limitele aproximative de 2 și 8 mm. Raportul dintre aria maximă și cea minimă a suprafeței pupilei este deci în jur de 16. Acest mecanism asigură numai o parte foarte mică din intervalul total de adaptare — acel 10^{12} amintit anterior. Importanța acestui mecanism de adaptare constă în faptul

Scanned with OKEN Scanner

că el este mai rapid — aproape instantaneu — decît mecanismele principale.

Mai amintim şi de problema perceperii culorilor. Am arătat că vederea diurnă distinge culorile, iar cea crepusculară cunoaşte numai diferenţe de luminozitate. Explicaţia imediată este simplă: există numai un singur fel de bastonaşe, dar trei feluri de conuri. Cele trei feluri de conuri au curbe de sensibilitate diferite. Maximele lor sînt 650 nm (la roşu), 550 nm (galben verzui) şi 470 nm (albastru). O culoare oarecare influenţează, în general, toate cele trei feluri de conuri în cîte o anumită măsură, caracteristică culorii respective. Aceasta este ideea de bază a teoriei tricromatice a perceperii culorilor. Totuşi, mai există nelămuriri în ceea ce priveşte mecanismul întreg al perceperii, dar nu ne oprim asupra lor.

Pentru formarea senzaţiei de culoare este nevoie ca suprafaţa respectivă ce se observă să se proiecteze pe mai multe celule ale retinei. Efectul global pe diferitele celule va produce senzaţia vizuală de o anume culoare. O pată ce se vede sub unghiul ε_0 nu are culoare, ea poate fi numai luminoasă sau întunecată. Puterea separatoare a culorilor este cu mult mai mică decît cea a luminozităţii.

Curba de luminozitate a vederii diurne se obţine prin medierea celor trei curbe corespunzătoare diferitelor conuri. Maximul acestei curbe este la 555 nm. Maximul curbei de sensibilitate a bastonaşelor este la 510 nm. Această deplasare a maximului de sensibilitate în cazul trecerii de la vederea diurnă la cea crepusculară este explicaţia efectului Purkinje.

În încheierea acestei problematici amintim un defect al vederii culorilor: daltonismul. Acesta constă în lipsa unu, fel de conuri. Cel mai des lipsesc conurile sensibile la roşui un astfel de ochi nu distinge culoarea roşie de cea verde — culori complementare. Acest defect se întîlneşte relativ foarte des şi anume la 4 din o sută de bărbaţi la 4 din o mie de femei.

Conurile corespunzătoare celorlalte culori lipsesc cu mult mai rar. Şi mai rar se întîlneşte defectul cînd lipsesc două din cele trei feluri de conuri, cînd nu se disting culorile de loc.

Lipsa bastonaşelor sau insuficienţa lor se cheamă hemeralopie. Un astfel de ochi funcţionează normal diurn, dar nu se poate adapta la condiţii crepusculare.

Scanned with OKEN Scanner

9. DRUM ISTORIC PARCURS ÎN SENS INVERS SAU INSTRUMENTELE OPTICE VIZUALE

Cele expuse despre structura şi funcţionarea ochiului sînt în cea mai mare parte informaţii relativ noi. Toate descoperirile importante în această privinţă datează de la 1800 încoace. Deşi mulţi savanţi au abordat problema funcţionării ochiului ca şi instrument optic de recepţie a informaţiei, printre care amintim pe marele matematician şi enciclopedist K. F. Gauss sau pe nu mai puţin faimosul autor al Faustului, J. W. Goethe (ultimul fiind un adversar înfocat al teoriei lui Newton despre natura luminii şi teoria culorilor), primele rezultate le consemnează acelaşi Th. Young, care a explicat în mod strălucit fenomenul de interferenţa luminii. Autor al unor rezultate demne de atenţie este şi H. Helmholtz, care în a doua jumătate a secolului trecut a demonstrat faptul că acomodarea ochiului se datorează schimbării formei cristalinului.

Dacă ne gîndim la faptul că Salvino degli Armati, încă în secolul al XIII-lea, a încercat să corecteze anumite deficienţe ale vederii prin folosirea ochelarilor, că descoperirea lunetei se datorează unui joc „nevinovat" al copiilor maiestrului Z. Janssen, care au legat nişte lentile de ochelari pe un băţ tocmai la distanţa potrivită pentru ca „sistemul" să funcţioneze ca o lunetă, sau dacă amintim de încercările lui J. Fraunhofer de a realiza un refractor acromatic, se pune de la sine întrebarea: n-ar fi fost mai uşor, mai la „îndemînă" pentru cei care s-au preocupat de aceste probleme, studierea ochiului? Dacă s-ar fi studiat mai întîi acest „aparat natural", dacă s-ar fi clarificat problemele legate de funcţionarea lui, ar fi fost mult mai uşoară construirea aparatelor optice vizuale.

Răspunsul este evident. Drumul s-a parcurs în sens „invers", numai că astfel de „ocolişuri" se produc cam des în evoluţia ştiinţei. Dar nu fără cauze obiective, nu fără explicaţii! Anumite aspecte ale funcţionării ochiului s-au înţeles de abia în baza analogiei cu funcţionarea instrumentelor optice „artificiale". Instrumente care transformă informaţia optică încă înainte ca ea să fie recepţionată de ochiul omenesc.

Starea cea mai comodă, cea mai puţin obositoare a ochiului omenesc este cea neîncordată, adică acomodată pentru infinit. În mod corect, orice instrument vizual se foloseşte

Scanned with OKEN Scanner

cu ochiul neîncordat, deci imaginea dată de instrument trebuie să fie virtuală, situată la infinit.

Imaginea virtuală dată de instrument servește drept obiect pentru ochi, ceea ce înseamnă că din instrument se propagă spre ochi un fascicul divergent sau paralel. Vîrful acestui fascicul este imaginea virtuală dată de sistem a punctului obiect respectiv.

Cel mai simplu instrument vizual este *lupa*. Ea constă dintr-o lentilă convergentă. Obiectul se așează în planul focal, imaginea se formează la infinit. Fasciculul divergent ce pleacă dintr-un punct obiect la distanța O de axă se transformă într-un fascicul paralel emergent din lupă. Direcția acestuia face un unghi α cu axa sistemului, dată de relația (fig. 31):

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{O}{f}.$$

Același interval din planul obiect se vede cu ochiul liber sub unghiul maxim α_m, dat de relația:

$$\operatorname{tg}\alpha_m = \frac{O}{d}.$$

Afirmația că acesta este unghiul maxim, se bazează pe convenția că d este distanța minimă pentru care ochiul se poate acomoda (dacă ne referim la ochiul standard, fără să luăm în considerare faptul că persoanele de vîrstă mai

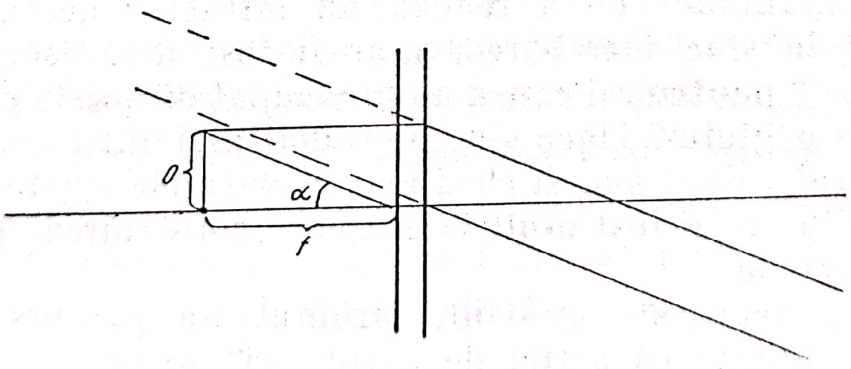


Fig. 31.

mică decît 42 ani pot apropia obiectul la distanță mai mică, deci îl pot vedea sub un unghi mare decît α_m).

Raportul dintre tangentele celor două unghiuri de mai sus poartă numele de grosismentul lupei:

$$G = \frac{\operatorname{tg}\alpha}{\operatorname{tg}\alpha_m} = \frac{d}{f}.$$

Scanned with OKEN Scanner

De exemplu, grosismentul unei lentile de distanța focală $f=5$ cm, folosit ca lupă, este $G=25/5=5$.

Desigur, putem mări grosismentul folosind sisteme compuse. Imaginea dată de subsistemul precedent servește drept obiect virtual sau real pentru subsistemul următor. Un astfel de sistem este *microscopul*. Primul subsistem, numit obiectiv, dă imagine reală, mărită și răsturnată a obiectului (fig. 32).

Planul imagine al obiectivului este chiar planul focal al celui de al doilea subsistem, ocularul, avînd rolul unei lupe. Imaginea intermediară dată de obiectiv are mărimea:

$$I=\frac{p'}{p}\cdot O=\frac{p'-f_{ob}}{f_{ob}}\cdot O=\frac{c_1}{f_{ob}}\cdot O,$$

iar imaginea de la infinit a acesteia se vede prin ocular sub unghiul α dat de relația:

$$\operatorname{tg}\alpha=\frac{I}{f_{oc}}=\frac{c}{f_{ob}}\frac{O}{f_{oc}}.$$

Distanța c dintre focarul imagine al obiectivului și focarul obiect al ocularului poartă numele de interstițiu optic. Această mărime este standardizată; ea trebuie să aibă valoarea $c=160$ mm.

Grosismentul microscopului este:

$$G=\frac{\operatorname{tg}\alpha}{\operatorname{tg}\alpha_m}=\frac{c}{f_{ob}}\cdot\frac{O}{f_{oc}}\cdot\frac{d}{O}=\frac{c}{f_{ob}}\cdot\frac{d}{f_{oc}}=G_{ob}\cdot G_{oc},$$

adică produsul dintre grosismentul G_{ob} al obiectivului și grosismentul G_{oc} al ocularului.

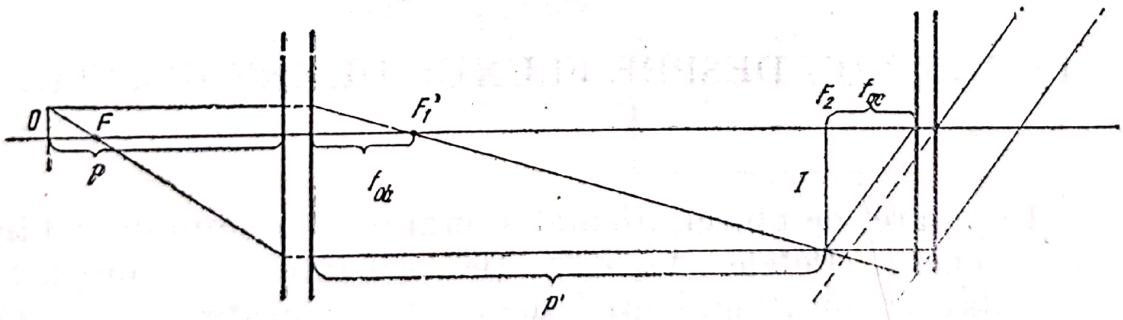


Fig. 32.

Asemănătoare și totuși esențial diferită este situația la *lunetă* (este vorba de o lunetă de tip Kepler). Obiectivul dă iarăși imagine reală la care ne uităm printr-o lupă numită ocular.

Ne vom limita numai la cazul cînd obiectul este la infinit. Imaginea dată de obiectiv va fi atunci în planul focal

Scanned with OKEN Scanner

al acestuia, care coincide cu cel al ocularului. (Interstiţiul optic la acest instrument este nul.) Obiectul se vede sub unghiul α_0, iar imaginea lui prin lunetă sub unghiul α (fig. 33).

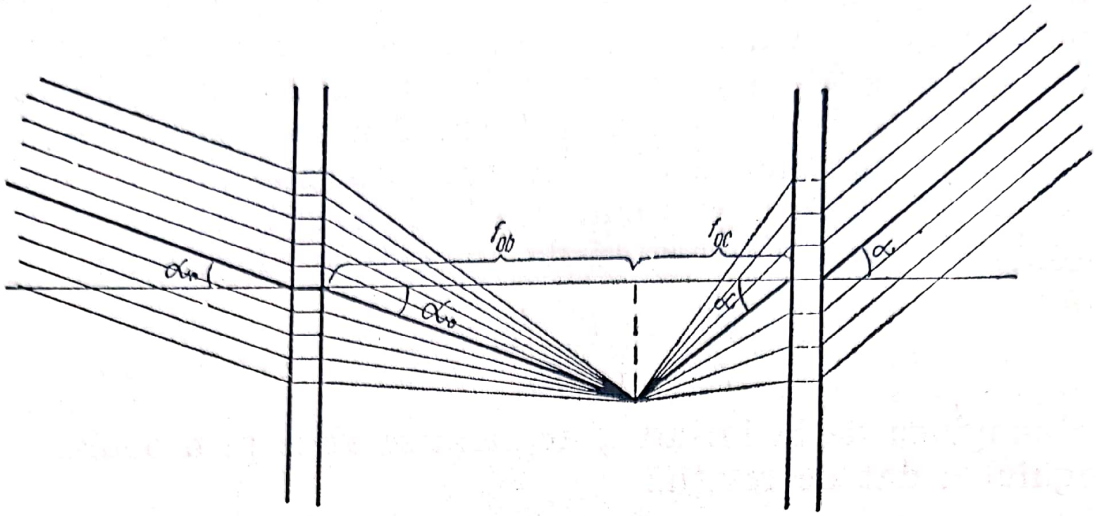


Fig. 33.

Din $f_{ob} \cdot \operatorname{tg} \alpha_0 = f_{oc} \cdot \operatorname{tg} \alpha$, rezultă pentru grosismentul lunetei:

$$G = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \alpha_0} = \frac{f_{ob}}{f_{oc}}.$$

Nu descriem amănunte referitoare la diferite tipuri concrete de lunete şi telescoape. Pentru cele ce vom trata în continuare ne ajunge această descriere sumară.

10. DIN NOU DESPRE FLUXUL DE INFORMAŢIE

Lupa are, de obicei, diametru mai mare ca pupila ochiului omenesc. Petele de difracţie cauzate de limitarea lupei sînt cu mult mai mici decît cele cauzate de pupilă, deci decît celulele retinei.

Desigur, imaginea dată de lupă mai poate pierde din claritate şi din cauza aberaţiilor lupei, dar în realitate acestea sînt suficient de mici pentru a putea afirma că lupa dă o imagine atît de bună ca puterea separatoare să fie determinată exclusiv de ochiul nostru.

Două puncte se văd distincte prin lupă dacă distanţa dintre ele se vede sub unghi mai mare ca ε_0, deci cu ochiul

liber sub un unghi mai mare ca $\frac{\varepsilon_0}{G}$. Astfel, puterea separatoare crește de G ori. În acest caz spunem că grosismentul G al lupei este în întregimea lui justificat în sensul că servește la mărirea puterii separatoare.

În cazul microscopului problema se pune în mod asemănător, dar condițiile sînt mai complicate. Diametrul unui obiectiv nu mai poate fi oricît de mare. Presupunem iarăși că avem de a face cu un obiectiv atît de bun — de bine corectat — încît aberațiile lui nu joacă nici un rol. Problema tehnică a confecționării unor astfel de obiective crește rapid cu mărirea diametrului obiectivului și cu inversa distanței lui focale, deci cu apertura lui numerică.

Apertura numerică a obiectivului se definește cu sinusul unghiului u (de apertură) sub care se vede raza obiectivului din punctul obiect de pe axă (fig. 34):

$$A = \sin u \approx \frac{R}{f}.$$

De fapt fasciculul ce trece prin obiectiv se delimitează nu prin montura din față a obiectivului, ci prin așa-numita diafragmă de apertură care se află în planul focal obiect al obiectivului. Aici se produce difracția care determină mărimea petei de difracție din planul imagine al obiectivului (din planul imaginii intermediare). Nu este necesar să intrăm nici aici în detalii.

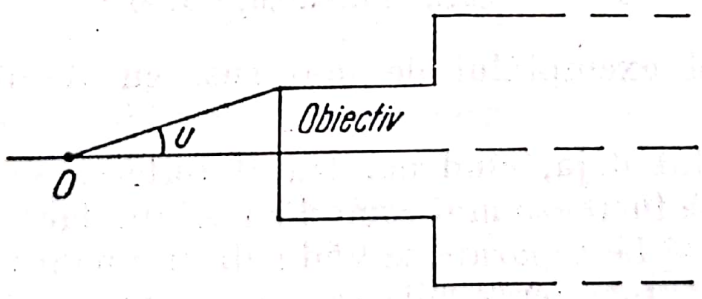


Fig. 34.

Raza petei de difracție din planul imagine se vede sub unghiul:

$$\varepsilon = \frac{0{,}6\,\lambda}{R}.$$

Distanța dintre două puncte ale căror imagini se disting la limită este (după cum am văzut în capitolul 6):

$$s = \varepsilon \cdot f = \frac{0{,}6\,\lambda \cdot f}{R} = \frac{0{,}6\,\lambda}{A}.$$

Scanned with OKEN Scanner

Constatăm deci că puterea separatoare a microscopului este proporțională cu apertura numerică a obiectivului. Valoarea acesteia este scrisă pe obiectiv alături de grosismentul lui, ca, de exemplu, în figura alăturată: $G_{ob}=10$; $A=0{,}15$ (fig. 35). În condiții optime apertura numerică poate atinge valoarea $A=0{,}95$. Distanța minimă dintre două puncte separabile cu un microscop este deci de ordinul jumătății lungimii de undă a luminii folosite. Pentru lumină albă se obișnuiește de a considera ca valoare medie $\lambda=555$ nm, adică tocmai lungimea de undă pentru care sensibilitatea vederii diurne este maximă:

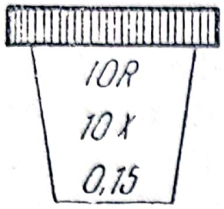


Fig. 35.

$$s=\frac{0{,}6\cdot 555\cdot 10^{-6}}{0{,}95}\approx 3{,}4\cdot 10^{-4}\text{ mm}.$$

Această distanță se vede cu ochiul liber cel mult sub unghiul $\frac{s}{d}=\varepsilon$.

În mod normal, microscopul trebuie să fie astfel construit încît două puncte separate de el la limită să fie văzute de ochi, prin microscop, separate tot la limită. Grosismentul normal al microscopului este:

$$G_n=\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}=\frac{\varepsilon_0\cdot d}{s}=\frac{\varepsilon_0\cdot d\cdot A}{0{,}6.\lambda}\,\frac{250}{60.57.0{,}6.555.10^{-7}}A\approx 200\,A.$$

În cazul exemplului de mai sus, cu $A=0{,}15$, avem: $G_n=30$.

Am arătat deja, cînd am tratat puterea separatoare a ochiului, că se lucrează mai comod cu ochiul dacă amănuntele care trebuie să fie separate se văd sub un unghi mai mare ca cel minim ε_0. În microscopie se preferă un unghi de $5\varepsilon_0$ și se dă ca regulă generală a grosismentului:

$$G=1\,000\;A=5G_n,\text{ (de ex. } G=1\,000\cdot 0{,}15=150).$$

Unui obiectiv dat trebuie să-i asociem un ocular în așa fel încît grosismentul total să nu devină mai mare ca $1\,000\,A$. Reamintim însă că puterea separatoare a obiectivului justifică numai grosismentul $G_n=200\,A$ și folosirea unui grosisment mai mare decît acesta nu permite observarea unor detalii mai fine, ci face numai ca observarea detaliilor vizibile să se facă mai comod.

Scanned with OKEN Scanner

Puterea separatoare a lunetei este și ea determinată de dimensiunea obiectivului. Diametrul obiectivului fiind $2R$, raza petei de difracție se va vedea sub unghiul:

$$\varepsilon = \frac{1{,}2 \cdot \lambda}{2R}.$$

Pentru ca două puncte să fie separabile cu o astfel de lunetă — adică să fie distinct vizibile — trebuie ca ele să fie văzute sub un unghi mai mare ca acest unghi limită. Unghiul minim de separare depinde de lungimea de undă a luminii cu care lucrăm. Lucrînd cu lumină albă, vom face calculul pentru lungimea de undă $\lambda = 555$ nm, pentru care sensibilitatea vederii diurne este maximă:

$$\varepsilon = \frac{1{,}2 \cdot 555 \cdot 10^{-7}}{2R} = \frac{13{,}7''}{2R\,(\text{cm})}.$$

Experiența arată că, în realitate, se pot distinge chiar și punctele care se văd sub un unghi mai mic decît cel calculat, și adevărata limită este:

$$\varepsilon = \frac{12''}{2R\ (\text{cm})} = \frac{12''}{D\ (\text{cm})}.$$

Unghiul minim este invers proporțional cu diametrul $2R = D$ al obiectivului și de aceea el se poate micșora prin mărirea acestuia. Pentru un obiectiv cu $D = 100$ cm, obținem:

$$\varepsilon = \frac{12''}{100} \approx 0{,}1''.$$

Sub acest unghi se vede o distanță de 200 m de pe suprafața Lunii. Pentru a observa obiecte de mărimea unul modul lunar, ar trebui să distingem puncte cu distanța între ele de ordinul metrilor. Pentru acest lucru diametrul obiectivului lunetei optice ar trebui să fie de circa 200 m.

Am subliniat aici că este vorba de lunete optice lucrînd cu lungimea de undă $\lambda \approx 500 \cdot 10^{-7}$ cm $= 5 \cdot 10^{-5}$ cm. Dacă am lucra, de exemplu. cu o lungime de undă $\lambda' = 5$ cm $= 10^5 \lambda$ (unde radio), pentru aceeași putere separatoare am avea nevoie de un diametru $D' = 10^5 D$, unde D este diametrul obiectivului optic. Deci diametrele uriașelor antene obiectiv folosite în radioastronomie sînt relativ mici. Pentru a egala performanța de mai sus a lunetei optice cu $D = 1$ m, am avea nevoie la $\lambda = 5$ cm de un diametru $D' = 100$ km.

Ne întoarcem la problema lunetei. În mod normal luneta trebuie astfel construită încît două puncte separate de ea

Scanned with OKEN Scanner

la limită să fie văzute de ochi, prin lunetă, tot la limită. Grosismentul normal al lunetei este:

$$G_n = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} = \frac{1'}{12''} 2R = 5 \cdot 2R = 5D \text{ (cm)}.$$

Pe de altă parte, (fig. 36), grosismentul $G = \frac{f_{ob}}{f_{oc}}$ al lunetei este tocmai raportul $\frac{D_{ob}}{D_{oc}}$ dintre diametrul fasciculului delimitat de obiectiv și cel al fasciculului emergent din ocular.

Combinînd această expresie generală a grosismentului lunetei $\left(G = \frac{D_{ob}}{D_{oc}}\right)$ cu definiția grosismentului normal:

$$G_n = 5 \quad D_{ob} = \frac{D_{ob}}{D_{oc}},$$

constatăm că fasciculul emergent din ocularul lunetei de grosisment normal este:

$$D_{oc} = \frac{1}{5} = 2 \text{ mm}.$$

Acesta este tocmai diametrul minim al pupilei ochiului.

Grosisment normal au, de obicei, lunetele aparatelor de laborator la care se lucrează cu iluminare artificială de intensitate reglabilă.

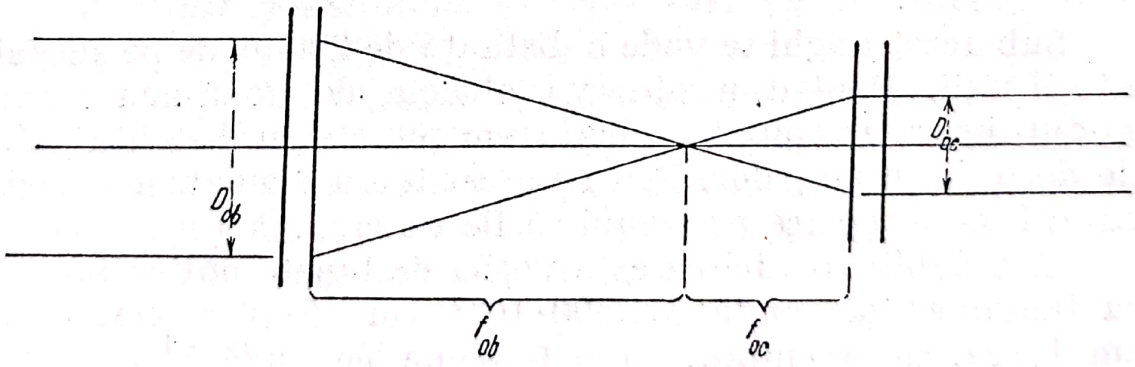


Fig. 36.

În cazul binoclurilor se preferă un fascicul emergent mai larg, dînd posibilitatea pupilei ca ea să determine fluxul ce intră în ochi. Practic se lucrează cu:

$$D' = 5 \text{ mm și } G = \frac{D}{0{,}5} = 2D = \frac{G_n}{2{,}5}.$$

Scanned with OKEN Scanner

Revenim la problema generală a instrumentelor de grosisment normal și reformulăm concluziile noastre într-o altă formă.

Prin intermediul instrumentului și al ochiului se proiectează pe o anumită porțiune a retinei imaginea fragmentului respectiv al obiectului. Cu cît grosismentul este mai mare, cu atît este mai mic fragmentul din obiect ce se proiectează pe aceeași parte a retinei. În același timp însă tot cu atît trebuie să se micșoreze distanța minimă dintre punctele separabile. Astfel, numărul punctelor distincte proiectate pe retină — adică informația condusă pînă la retină — nu depinde de grosisment.

Prin folosirea unui instrument optic ca lupa, microscopul sau luneta, nu crește cantitatea de informație, ci se schimbă doar repartizarea ei în spațiul din care provine.

Desigur, fluxul total de informație mai este proporțional și cu cîmpul vizual al instrumentului. Imaginea pe retină a acesteia cuprinde de obicei aproximativ pata galbenă. Raza ei se vede sub un unghi de circa 3°. Binoclurile au de regulă cîmpuri vizuale mai mari, cu raze ce se văd sub un unghi de circa 10°. În acest caz, cu capul și instrumentul nemișcat, numai prin rotirea ochilor putem aduce pe pata galbenă diferite părți ale imaginii care sînt toate în interiorul cîmpului vizual.

În încheiere, mai trebuie să ne oprim asupra problemei adîncimii cîmpului vizual al unui instrument. Deplasîndu-se obiectul, se va deplasa și imaginea în același sens. Imaginea rămîne satisfăcătoare pînă ce deplasarea imaginii nu depășește adîncimea cîmpului vizual al ochiului. Astfel, cîmpul vizual al instrumentului are o adîncime determinată de cea a ochiului neîncordat sau de o anumită acomodare fixă. În afară de aceasta, cîmpul vizual al instrumentului mai are încă o adîncime cu mult mai mare ca cea de sus: intervalul de variație a distanței obiectului corespunzător intervalului de acomodare al ochiului nostru. Punerea la punct al instrumentului fiind fixă, și acest din urmă interval se poate privi ca o adîncime de cîmp vizual.

Dăm în continuare cîteva exemple fără demonstrație. Fie O obiectul de pe axă a cărui imagine se vede prin microscop la infinit. Imaginea punctului O' tot de pe axă se vede la distanța a. Distanța dintre cele două puncte obiect este:

$$OO' = \frac{f_1^2 \cdot f_2^2}{c^2 \cdot a} = \frac{f_1^2 \cdot f_2^2}{c^2 \cdot d^2} \frac{d^2}{a} = \frac{d^2}{G^2 \cdot a}.$$

Scanned with OKEN Scanner

Acea adîncime a cîmpului vizual al microscopului care se datorește adîncimii cîmpului vizual al ochiului este cu $a = 7$ m (vezi capitolul 8.B.):

$$OO' = \frac{25^2}{700\,G^2} \approx \frac{1}{G^2}.$$

Constatăm că această adîncime a cîmpului vizual este foarte mică. De exemplu, la $G = 100$, avem:

$$OO' = \frac{1}{100^2} = 10^{-4} \text{ cm} = 10^{-3} \text{ mm}.$$

Adîncimea provenită din intervalul de acomodare al ochiului este tot mică ($a = d$):

$$OO' = \frac{d}{G^2}, \text{ (de ex. } OO' = \frac{25}{10^4} = 2{,}5 \cdot 10^{-2} \text{ mm).}$$

Practic, adîncimea cîmpului vizual al microscopului este nulă. Obiectul trebuie așezat într-un punct bine definit, aproape independent de acomodarea ochiului.

În cazul lunetei puse la punct pentru infinit, distanța obiectului a cărui imagine se vede prin lunetă la distanța a este:

$$p_a = G^2 \cdot a.$$

Prin această lunetă, cu ochiul neîncordat, vedem clar obiectele situate la distanțe mai mari ca $G^2 \cdot 7$ m. Pentru o lunetă care mărește de 10 ori, „infinitul" începe deja la $10^2 \cdot 7 = 700$ m. Prin încordarea ochiului putem apropia obiectul văzut clar pînă la distanța de $G^2 \cdot d = G^2 \cdot 25$ cm (de ex. $100 \cdot 25$ cm $= 25$ m).

11. O PROPRIETATE SPECIALĂ SAU LUNETA DE NOAPTE

Un obiect este vizibil, după cum se știe, dacă își iluminează imaginea de pe retină în suficientă măsură. Pentru ca procesul fiziologic al vederii să se poată produce, trebuie ca pe suprafața σ a unei celule să sosească un flux Φ, cel puțin

Scanned with OKEN Scanner

egal cu un flux minim Φ_m, caracterizînd pragul de vizibilitate: $\Phi \geqslant \Phi_m$.

Suprafaţa σ de pe retină este imaginea unei porţiuni S din suprafaţa obiect. Fluxul luminos ce trece de la S la σ este proporţional cu S şi fiind delimitat de pupila ochiului va fi proporţional şi cu unghiul solid Ω_p, sub care se vede pupila ochiului din centrul lui S (fig. 37):

$$\Phi = B \cdot S \cdot \Omega_p.$$

Coeficientul de proporţionalitate B poartă numele de strălucirea (sau mai corect: luminanţa) suprafeţei obiect. Ea este egală cu fluxul ce pleacă de pe suprafaţa obiectului raportat la unitatea de suprafaţă şi la unitatea de unghi solid.

Apropiindu-ne de obiect, imaginea acestuia pe retină va deveni din ce în ce mai mare, deci suprafaţa S a cărei imagine este σ va fi din ce în ce mai mică (după legea: $S = \frac{S_0 \cdot r_0^2}{r^2}$, unde r şi r_0 sînt distanţele între obiect şi observator). În schimb, unghiul solid Ω_p va creşte ($\Omega_p = \frac{r^2}{r_0^2} \cdot \Omega_{p0}$. Produsul $S \cdot \Omega_p = S_0 \cdot \Omega_{p0}$ este constant. Aici S_0, Ω_{p0} şi r_0 sînt mărimile respective într-o anumită poziţie considerată ca reper. (Am presupus că diametrul pupilei nu variază).

Produsul $S \cdot \Omega_p$ fiind constant, iar B fiind o caracteristică a obiectului independentă de distanţa observatorului, rezultă că şi fluxul $\Phi = B \cdot S \cdot \Omega_p$ va fi independent de această distanţă. Concluzia este deci că prin apropiere de obiect nu se pot îmbunătăţii condiţiile de vizibilitate.

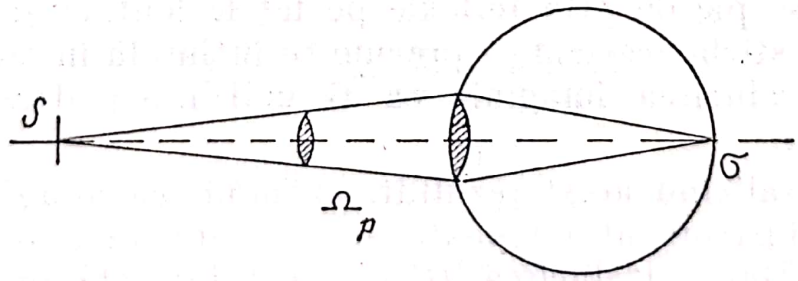


Fig. 37.

Încercăm să îmbunătăţim aceste condiţii prin mărirea strălucirii, folosind un instrument optic. Studiem cazul cel mai frecvent şi cunoscut al imaginii reale date de o lentilă convergentă. Concluziile vor fi valabile şi demonstrabile în mod analog şi pentru celelalte cazuri.

Scanned with OKEN Scanner

Imaginea suprafeței Σ este $\Sigma'=G^2\cdot\Sigma$, unde $G=\frac{p'}{p}$ este grosismentul liniar, deci G^2 este grosismentul superficial. Aria lentilei de raza R se vede din punctul obiect sub unghiul solid $\Omega=\frac{\pi R^2}{p^2}$. Fluxul ce pleacă de pe Σ pe Σ' este (fig. 38):

$$\Phi=B\cdot\Sigma\cdot\Omega=B\cdot\Sigma\cdot\frac{\pi R^2}{p^2}=B\cdot\Sigma\cdot\frac{p'^2}{p^2}\cdot\frac{\pi R^2}{p'^2}=B\cdot\Sigma\cdot G^2\frac{\pi R^2}{p'^2}=$$

$$=B\cdot\Sigma'\cdot\Omega'$$

Aici Ω' este unghiul solid care delimitează fasciculul imagine.

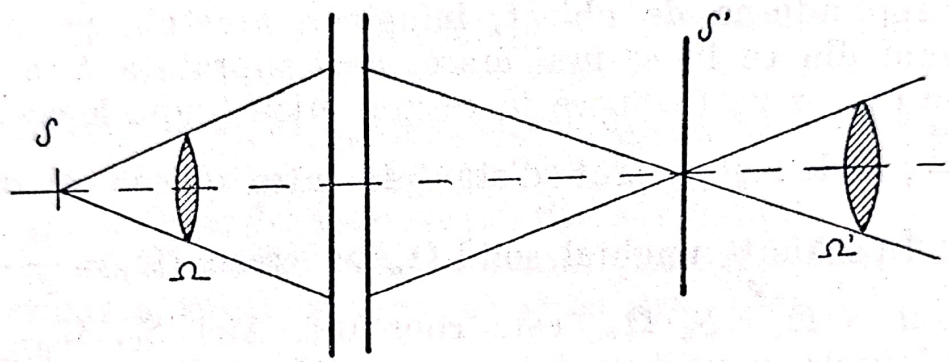


Fig. 38.

Același flux Φ pleacă mai departe spre dreapta după traversarea lui Σ'. Relația $\Phi=B\cdot\Sigma'\Omega'\cdot$ ne arată că imaginea Σ', în rol de obiect, va avea strălucirea B, adică imaginea are tocmai strălucirea obiectului. Am presupus aici că întregul flux Φ a traversat lentila fără pierdere. Dacă o parte din flux se pierde prin reflexie pe fețele lentilei și prin absorbție în sticla acesteia — precum se întîmplă în realitate—, atunci strălucirea imaginii va fi mai mică decît cea a obiectului.

Generalizînd acest rezultat, afirmăm că imaginea dată de orice instrument nu poate avea strălucire mai mare ca obiectul. Dacă strălucirea B a obiectului este insuficientă pentru ca obiectul să se vadă ($B<B_m$), atunci conform raționamentelor de mai sus nu poate ajuta nici un instrument.

Totuși, realitatea este puțin diferită. Există așa-numitele lunete de noapte care pe lîngă serviciile obișnuite ale unei lunete mai permit și observarea unor obiecte invizibile cu ochiul liber sau cu lunete obișnuite. Aceste lunete se caracterizează prin grosismente mari și obiective deosebit de mari.

Scanned with OKEN Scanner

Funcționarea lunetei de noapte se bazează pe o proprietate specială a retinei. În cazul iluminărilor prea slabe pentru a fi percepute de fiecare celulă aparte, efectele unor celule vecine se pot însuma astfel ca un grup de celule să producă o senzație vizuală nenulă. Un astfel de grup de celule ocupă o suprafață al cărei diametru se vede sub un unghi de aproximativ 1°.

Desigur, vederea bazată pe acest fenomen are putere separatoare foarte redusă. Ea servește mai mult la întrezărirea obiectelor îndepărtate și puțin luminate, decît la studiul formei și amănuntelor acestora.

Care este luminanța minimă $B' < B_m$ ce trebuie să aibă un obiect, respectiv suprafața lui, pentru a fi văzut prin acest mecanism de adunare a efectelor?

Dacă diametrul imaginii lui de pe retină se vede sub un unghi mai mic decît 1°, atunci numărul celulelor ale căror efecte se vor aduna este proporțional cu aria imaginii, deci cu α^2. Efectul global al luminii obiectului va fi proporțional cu $B \cdot \alpha^2$. Obiectul va fi deci văzut dacă mărimea $B \cdot \alpha^2$ atinge o anumită valoare minimă m. Valoarea minimă a luminanței — strălucirii — obiectului văzut este $B'_m = \frac{m}{\alpha^2}$. Dacă obiectul este văzut cu ochii liberi sub unghiul α_0, iar printr-o lunetă sub unghiul $\alpha = G \cdot \alpha_0$ (unghiurile sînt suficient de mici pentru a nu face distincție între α și tg α), atunci luminanța minimă a obiectului vizibil cu ochiul liber este:

$$B'_{om} = \frac{m}{\alpha_0^2},$$

iar cea a obiectului vizibil la limită cu luneta:

$$B'_m = \frac{m}{\alpha^2} = \frac{m}{G^2 . \alpha_0^2} = \frac{B'_{om}}{G^2}.$$

(Pentru $\alpha < 1°$, deci pentru $\alpha_0 < \frac{1°}{G}$):

Pragul de vizibilitate este de G ori mai mic. Efectul lunetei este, în mod evident, hotărîtor. Chiar dacă imaginea se vede sub un unghi mai mare ca 1°, fenomenul de adunare a efectelor de pe o suprafață văzută sub unghiul de 1° se mai manifestă. Regula practică este aceea că pînă la o valoare de 4° a lui α este valabilă relația:

$$B'_m = \frac{B'_{om}}{G} \text{ (pentru } 1° < \alpha < 4°).$$

Scanned with OKEN Scanner

Pentru unghiuri mai mari fenomenul de adunarea efectelor nu mai are nici un rol, în sensul că el se manifestă în cazul privirii cu ochiul liber și în cel al folosirii lunetei în aceeași măsură:

$$B'_m = B'_{om} \text{ (pentru } 4° < \alpha).$$

Comparînd între ele sensibilitatea prin lunetă și cea cu ochiul liber, am folosit legea conform căreia strălucirea imaginii coincide cu cea a obiectului. Pe de altă parte, cealaltă lege, conform căreia de pe două obiecte de aceeași strălucire (în cazul nostru: obiectul și imaginea lui prin lunetă) ajung prin pupila ochiului pe o celulă σ a retinei fluxuri Φ egale, este valabilă numai dacă diametrul pupilei este în ambele cazuri același.

Este deci esențial la folosirea lunetei de noapte ca privind prin ea pupila ochiului să aibă același diametru ca și în cazul privirii cu ochiul liber. Luminozitatea foarte slabă caracteristică condițiilor de folosirea lunetei de noapte determină ca diametrul pupilei să fie maxim ($D_p = 8$ mm). Am văzut în capitolul 10 că grosismentul lunetei este egal cu raportul diametrelor fasciculelor incident și emergent $\left(G = \frac{D_{ob}}{D_{oc}}\right)$, iar în cazul lunetei cu grosisment normal fasciculul emergent are diametrul de 2 mm al pupilei minime.

O lunetă de grosisment normal nu poate servi drept lunetă de noapte. Fasciculul emergent dintr-o lunetă de noapte trebuie să umple toată pupila de diametru maxim, căci numai în acest caz sînt valabile raționamentele de mai sus în cadrul cărora s-a presupus că fluxul Φ ce cade pe σ este delimitat de pupilă. În figura 39 ilustrăm cazul cînd diametrul efectiv al pupilei este mai mic decît cel real.

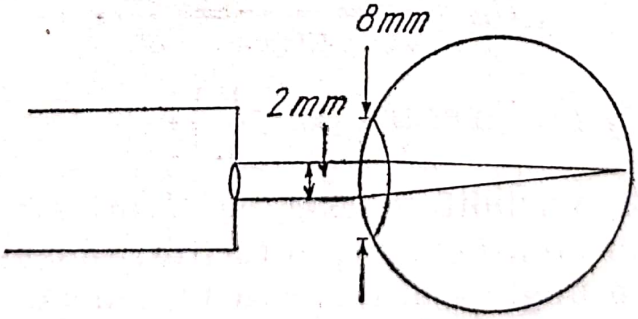


Fig. 39.

Diametrul minim al fasciculului emergent dintr-o lunetă de noapte trebuie să fie de 8 mm. Diametrul obiectivului va fi:

$$D_{ob} = 0{,}8 \cdot G \text{ cm}.$$

Scanned with OKEN Scanner

Reamintind că G trebuie să fie mare pentru a coborî cît mai mult pragul de vizibilitate, constatăm că lunetele de noapte se caracterizează prin obiective de diametre mari. De exemplu, la $G=10$, avem $D_{ob}=8$ cm.

Pe de altă parte, diametrul mare al obiectivului lunetei de noapte mai are şi interpretarea foarte intuitivă şi, în fond corectă, a străduinţei de a aduna şi de a conduce spre retină o cantitate cît mai mare de lumină.

12. O ÎNTREBARE „NEVINOVATĂ" SAU FOTOGRAFIA

Dr. E. H. Land developa nişte filme avînd pe lîngă el fetiţa sa de 4 ani, nerăbdătoare să vadă fotografiile. Deodată pune ea întrebarea: „tată, de ce nu se pot vedea pozele imediat?" Această scenă s-a întîmplat în 1943. Răspunsul de moment al tatălui n-a fost înregistrat în „cronici", în schimb peste cîţiva ani ia cunoştinţe o lume întreagă de noua tehnică de fotografiere prezentată de dr. Land. Cu metoda prezentată, o fotografie alb-negru era complet gata după un minut şi jumătate de la expunere fără să necesite vreo intervenţie ulterioară! Tehnica, denumită polaroid, a cîştigat teren uimitor de repede, firma care se ocupă de confecţionarea materialului fotografic pentru ea, a devenit în cîţiva ani a doua ca importanţă după Kodak, în S.U.A.

Dar doctorul Land nu s-a oprit aici. A încercat aplicarea tehnicii polaroid şi la fotografierea în culori. În 1962 a realizat primul succes, ca peste aproximativ zece ani să apară pe piaţă aparatul cu simbolul Sx-70, care realiza fotografii în culori imediat — fără developare, fixare, copiere, spălare separate — numai în patru minute şi jumătate de la efectuarea expunerii.

Este acesta un rezultat de-a dreptul senzaţional dacă ne gîndim la multiplele dificultăţi ce trebuiau învinse de inventator. Numai o singură parte a aparatului, comanda automată — care dirijează succesiunea operaţiilor de developare şi fixare — conţine peste 300 tranzistori, fiind un sistem electronic extrem de complex. E. H. Land, prin „incursiunile sale" făcute în diferitele domenii ştiinţifice şi tehnice pentru

Scanned with OKEN Scanner

soluționarea problemelor ce s-au ivit, a obținut nu mai puțin de 13 titluri de doctor!

Și totuși, despre rezultatele acestui om nu se va menționa mai mult într-un viitor manual de istorie a opticii, decît despre aceea, după toate probabilitățile accidentală observație a unui medic (J. H. Schulze) care a consemnat în 1727 în jurnalul său că praful de cretă întrodus în soluție de azotat de argint se înnegrește sub influența luminii. Cît despre procedeul extrem de complicat al lui N. Niepce prin care a realizat prima înregistrare de imagine — în 1814 — pe o hîrtie îmbibată cu clorură de argint. Metoda lui Niepce a fost simplificată mai tîrziu de către J. Herschel, dar cel a cărui metodă s-a extins a fost L. J. M. Daguerre (după 1835). W. F. Talbot a realizat prin copierea „negativului" pe hîrtie fotografică „pozitivul" și odată cu aceasta a readus în poziție normală „stîngul" și „dreptul" ce erau inversate pînă atunci (la Daguerre).

Fotografierea în culori are o istorie interesantă. Prima metodă de înregistrare și redare în culori a elaborat-o G. Lippmann în 1891. Metoda lui se bazează pe interferența luminii într-un strat fotosensibil gros. Pentru ideea sa i s-a decernat premiul Nobel pentru fizică pe anul 1908.

După cum adesea se întîmplă cu ideile noastre, teoria lui Lippmann nu și-a putut croi drumul spre practică. Adevărata fotografiere în culori se bazează pe alte principii. Fotografierea în culori exploatează principiul redării tricromatice a culorilor. Ideea o putem regăsi în natură la funcționarea retinei ochiului omenesc (vezi capitolul 8. C). Filmul color constă din trei straturi de culori diferite care, compunîndu-se în proporții diferite, dau naștere la gama culorilor.

Dintre cele două metode, practica — criteriul suprem al valorilor — n-a ales-o pe aceea a lui Lippmann. Totuși, Lippmann își „merită" premiul Nobel și după aprecierea noastră, a posterității. În cadrul fotografiei metoda tricromatică într-adevăr s-a dovedit mai bună, dar fotografierea nu epuizează gama posibilităților de înregistrare optică a informațiilor. Metoda următoare, holografia în culori, îl „reabilitează" pe G. Lippmann, folosind metoda lui cu mai mult succes decît pe cea tricromatică, precum vom vedea în capitolul consacrat acestei probleme.

Referitoare la tehnica fotografică există literatură bogată, de nivel asemănător cu lucrarea de față. Nu încercăm să repetăm ideile ce se pot citi în aceste cărți, dar vom aminti cîteva generalități.

Scanned with OKEN Scanner

În principiu, fotografierea înseamnă proiectarea imagini cu ajutorul unei lentile convergente pe un ecran fotosensibil sub formă de placă sau de film. Problema se împarte deci în două părți:

1. calitățile obiectivului care realizează transpunerea optică a informației, adică proiectează imaginea obiectului pe placa fotografică;

2. calitățile plăcii fotografice ca receptor de informație optică.

Începem cu un studiu sumar al obiectivului. Acesta trebuie să dea o imagine micșorată. Condițiile impuse față de reducerea aberațiilor sînt aici cu mult mai modeste decît la un obiectiv de microscop. În schimb, imaginea trebuie să fie riguros plană.

Dificultățile tehnice cresc proporțional cu convergența $1/f$ la diametru constant și cu diametrul D la convergență constantă, deci în general cu deschiderea relativă D/f. Pe de altă parte, iluminarea este proporțională cu pătratul $(D/f)^2$ al deschiderii relative. Pentru a putea lucra cu timpi de iluminare mici, avem nevoie de deschideri relative cît mai mari. Posibilitatea de a lucra cu timpuri scurte de expunere este deosebit de importantă în cazul fotografierii obiectivelor în mișcare.

Diafragma de apertură a obiectivului de fotografiat este reglabilă, deci deschiderea lui relativă o putem varia. De obicei, se dă inversul deschiderii relative, numit indice de diafragmă. Scara internațională a indicilor de diafragmă — a deschiderii relative — este astfel definită încît trecînd de la o treaptă la alta, iluminarea să varieze cu factorul egal cu 2.

Desch. rel. D/f	$1:\frac{1}{\sqrt{2}}$	1:1	$1:\sqrt{2}$	1:2	$1:2\sqrt{2}$	1:4	$1:4\sqrt{2}$	1:8	$1:8\sqrt{2}$	1:16
Indic. de diafr.	0,7	1	1,4	2	2,8	4	5,6	8	11	16

Obiectivul se caracterizează prin valoarea maximă a deschiderii relative, deci prin valoarea minimă a indicelui de diafragmă.

Același tip de obiectiv, caracterizat de un anumit indice minim de diafragmă, se fabrică, de obicei, în diferite mărimi. Mărimea obiectivului o caracterizăm prin distanța lui focală.

Scanned with OKEN Scanner

Aceasta variază între 30 mm și 600 mm. Toate aberațiile obiectivelor de același tip sînt proporționale cu distanțele lor focale.

O altă calitate tot atît de importantă a unui obiectiv de fotografiat este cîmpul lui vizual, caracterizat prin unghiul β dintre axa lentilei și direcția punctului extrem a cărei imagine se formează încă în condiții bune în planul imagine. Cîmpul vizual se limitează printr-o ramă în planul filmului. Diagonala acestei rame trebuie să se vadă sub un unghi mai mic sau cel mult egal cu 2 β.

Necesitatea limitării cîmpului provine de la dificultățile de a reduce aberațiile în suficientă măsură, dificultăți care cresc foarte repede cu creșterea unghiului β.

Cele două calități ale unui obiectiv de fotografiat, de a avea deschiderea relativă mare și de a avea cîmp larg, se pare că se exclud reciproc. Cu cît se îmbunătățește o calitate cu atît se restrîng posibilitățile de a o îmbunătăți și pe cealaltă. Se constată că la obiectivele moderne de fotografiat produsul $D/f \cdot 2\beta$ al celor două calități este aproximativ constant. Ilustrăm acest lucru prin tabelul alăturat în coloanele căreia sînt trecute valori medii aproximative obținute prin analiza obiectivelor de fotografiat ce le oferă astăzi piața mondială:

D/f	2β	$D/f \cdot 2\beta$
1:1	20	20
1:2	50	25
1:3	60—65	20—22
1:4,5	75	18
1:6	90	15
1:8	120	15

Am arătat deja că dificultățile tehnice cresc cu mărirea deschiderii relative, fapt ce se manifestă și la un singur obiectiv. Lucrînd numai cu centrul obiectivului, calitatea lui este mai bună. Cu cît deschidem diafragma mai mult cu atît se înrăutățește calitatea obiectivului din punctul de vedere al aberațiilor. În schimb, pata de difracție se micșorează cu creșterea diafragmei.

Ambele efecte limitează puterea separatoare a obiectivului. De obicei, cele două efecte sînt egale la deschiderea relativă 1 : 8, adică la indicele de diafragmă 8. La indici de diafragmă mai mari ca 8 predomină difracția; ea determină

Scanned with OKEN Scanner

puterea separatoare. La indici de diafragmă sub 8, difracția devine neglijabilă și puterea separatoare este limitată de aberațiile obiectivului. În cele ce urmează raționamentele noastre se vor referi, de obicei, la cazul indicelui de diafragmă 8.

Raza petei de difracție în planul focal al obiectivului (planul imagine al obiectivului de fotografiat este totdeauna foarte aproape de planul focal), la $f/D=8$, este agală cu:

$$r=\frac{1{,}2\cdot\lambda\cdot f}{D}=1{,}2\cdot\lambda\cdot 8\approx 10\ \lambda.$$

Lucrînd cu lumină albă, punem, din nou $\lambda=555$ nm; raza petei de difracție va fi:

$$r=10\cdot 5\cdot 10^{-4}=5\cdot 10^{-3}\ \text{mm}=5\ \mu\text{m}.$$

Presupunînd că efectul aberațiilor este de același ordin de mărime, putem considera că distanța dintre două puncte distincte ale unei imagini date de un obiectiv uzual de fotografiat este în jur de $2\cdot 5\cdot 10^{-3}=10^{-2}$ mm.

Pe o suprafață de 1 mm^2 avem deci 10^4 puncte distincte. Informația proiectată pe o suprafață 6 cm $\times$6 cm este caracterizată prin numărul $P=60\cdot 60\cdot 10^4=3{,}6\cdot 10^7$ al punctelor distincte.

Desigur aceste calcule sînt foarte aproximative. Nu am ținut cont nici de faptul că la periferia cîmpului vizual condițiile sînt mai slabe decît în centru.

În domeniul fotografiei puterile separatoare se caracterizează, de obicei, prin numărul de linii separabile pe mm, în loc de puncte separabile pe mm. Distanța medie dintre două puncte albe sau negre făcînd parte din fîșii consecutive, este tocmai lățimea totală a unei perechi de linii albe și negre (fig. 40). Această lățime o identificăm — mai mult sau mai puțin arbitrar — cu distanța i dintre puncte. Folosind această terminologie vom putea spune că un obiectiv de fotografiat separă: $1/s=100$ linii/mm în planul său focal, în condițiile de mai sus.

Fig. 40.

Reamintim că la distanța d, două puncte cu distanța între ele de 0,075 mm se văd distincte cu ochiul omenesc standard. Aceasta înseamnă că ochiul poate separa 100/7,5=15 linii pe mm.

Presupunînd că fotografia va fi privită cu ochiul liber, este interesant să comparăm aceste două puteri separatoare. Cele mai mici detalii conținute în imaginea dată de un obiectiv

uzual de fotografiat sînt cam de 7 ori mai mici decît cele vizibile cu ochiul.

Pînă acum am arătat prima parte a procesului de fotografiere: „am ajuns" cu informaţia optică transformată de obiectiv pe receptorul de informaţie optică, filmul. Urmează deci să analizăm capacitatea filmului de a prelua informaţia optică.

Puterea separatoare a materialului fotografic este determinată de granulaţia acestuia. Procesul chimic prin care se depune argint pe placă decurge în cîte o granulă. Pentru a obţine putere separatoare mai bună este nevoie de granulaţie mai fină. În schimb, sensibilitatea materialului este proporţională cu mărimea granulelor. Ca exemplu, dăm puterile separatoare ale unor materiale pancromatice des folosite, în ordinea descrescîndă a sensibilităţii şi creşcîndă a puterii separatoare:

Sensibilitate	24 DIN (180 GOST)	21 DIN (90 GOST)	18 DIN (45 GOST)
Timp de expunere	t	$2t$	$4t$
Putere separatoare	50 linii/mm	60 linii/mm	70 linii/mm
Distanţa dintre 2 puncte văzute distinct. Raza petei	2.10^{-2} mm	$1{,}7.10^{-2}$ mm	$1{,}4.10^{-2}$ mm

Sensibilitatea se reduce la jumătate la cîte o diferenţă de 3 DIN. Aceasta se exprimă prin dublarea timpului de expunere, în condiţii identice. Astfel, la şirul de cele trei exemple de mai sus timpii de expunere variază ca: $t—2t—4t$.

Datele de mai sus, referitoare la puterile separatoare, trebuie să fie privite numai ca valori orientative, căci granulaţia, adică puterea separatoare mai depinde şi de expunere şi prelucrare, probleme ce nu fac parte din subiectul nostru.

Care este puterea separatoare a întregului proces fotografic? Cum se compune ea din puterile separatoare ale celor două componente? Cele două puteri separatoare sînt de aceeaşi ordine de mărime. Cea a obiectivului este însă, cel puţin în condiţiile de mai sus, mai bună. Am putea spune că puterea separatoare a întregului proces fotografic este determinată numai de cea a materialului fotografic. Aşa am procedat în cazul ochiului, spunînd că puterea lui separatoare este determinată de structura celulară a retinei. Cel puţin ca ordin de mărime, am obţinut rezultat corect.

Scanned with OKEN Scanner

În cazul fotografiei este bine să procedăm puțin mai corect — dar tot numai aproximativ —, presupunînd că efectele care măresc raza petei imagine, adică distanța limită dintre punctele separabile, se adună. Aceste distanțe limită sînt însă tocmai inversele puterilor separatoare exprimate în linii pe mm. Avem deci:

$$\frac{1}{N_n} = \frac{1}{N_{ob}} + \frac{1}{N_f}.$$

Aici N_{0b} și N_f sînt puterile separatoare ale obiectivului și a filmului, iar N_n este numărul de linii pe mm distincte pe negativ. Trecînd acum la un pozitiv mărit de g ori, numărul N_p de linii pe mm văzute distinct pe aceasta va fi de relația:

$$\frac{1}{N_p} = \frac{g}{N_n} + \frac{1}{N'_{ob}} + \frac{1}{N_h},$$

unde N'_{0b} este puterea separatoare a obiectivului aparatului de mărit, iar N_h cea a hîrtiei fotografice.

$$\text{Cu } \frac{1}{N'_{ob}} \approx \frac{1}{N_{ob}} \approx \frac{1}{100} \text{ și } \frac{1}{N_h} \approx \frac{1}{N_f} \approx \frac{1}{60}$$

obținem:

$$\frac{1}{N_n} = \frac{1}{100} + \frac{1}{60} = 0{,}025 \text{ mm și}$$

$$\frac{1}{N_p} = 0{,}025\,g + 0{,}025 = 0{,}025(g+1).$$

Dacă pozitivul este destinat privirii cu ochiul de la distanța de $d=25$ cm, atunci trebuie să avem $1/N_p \leqslant 0{,}075$, din care rezultă $g+1 \geqslant 3$, adică $g \geqslant 2$.

În acest caz, în condițiile de mai sus se poate mări poza cel mult în raport 2 : 1, fără ca ochiul să descopere neclarități. Dacă poza va fi privită de la distanță mai mare, atunci și valoarea lui $g+1$ poate fi în mod corespunzător mai mare.

Pentru punctele obiect nesituate în planul pentru care aparatul este pus la punct, nici măcar imaginea geometrică nu va mai fi un punct, ci o pată. Raza acesteia adunîndu-se la celelalte efecte prin care crește pata imagine, vom avea:

$$\frac{1}{N_n} = \frac{1}{N_{ob}} + \frac{1}{N_f} + r_p.$$

Distanța dintre două puncte distincte ale imaginii este mai mare în cazul acestor obiecte. Pînă ce însă această dis-

Scanned with OKEN Scanner

tanță nu depășește limita discutată mai sus, neclaritatea nu va deranja, deci avem profunzime de cîmp vizual.

Există și cazuri cînd nu avem nevoie de profunzime căci obiectul este plan. Întreaga „rezervă" de putere separatoare o folosim pentru înregistrarea informației din planul obiect. Așa lucrăm la microfilmarea textelor tipărite. Importanța acestei probleme ne obligă să ne oprim asupra ei.

Materialele foto speciale folosite, pentru confecționarea microfilmelor (6—8 DIN) au puteri separatoare de ordinul sutelor de linii pe mm. Ca exemplu, să considerăm $N_p = 200$ linii/mm. Considerăm și un obiectiv foarte bun ($N_{ob} = 200$ linii/mm). Această performanță este posibilă în acest caz căci obiectivul nu trebuie să fie „universal". El dă în aceste condiții numai imaginea unui obiect plan situat la o anumită distanță care nu trebuie să fie reglabilă.

Cu aceste date vom avea:

$$\frac{1}{N} = \frac{1}{200} + \frac{1}{200} = \frac{1}{100}, \text{ deci } N = 100 \text{ linii/mm.}$$

Folosind plăci cu totul speciale, avînd N_{p1} mai mare ca 200 linii/mm, putem obține pe cale fotografică $N \approx N_{ob} \approx$ 200 linii pe mm.

Pentru a recunoaște un simbol — literă, simbol matematic sau logic — ce ocupă o suprafață de $3 \cdot 3$ mm^2 trebuie să-l privim cu ochiul liber de la o distanță de cel mult 1 m, dar pentru a asigura condiții optime de vedere, îl privim de la 0,25 m. În cazul limită al distanței de 1 m, amănuntele recunoașterii simbolului se văd sub unghiul limită $\varepsilon_0 = 1'$, adică ele sînt de mărimea:

$$\varepsilon_0 \cdot 1 \text{ m} = 3 \cdot 10^{-4} \cdot 10^3 = 0{,}3 \text{ mm.}$$

Pentru a recunoaște simbolul, latura pătratului în care a fost acesta înscris trebuie să se împartă în $3 : 0{,}3 = 10$ părți vizibile distinct.

Obținerea unei imagini de calitate superioară este condiționată de înregistrarea atîtor amănunte cîte se văd de la distanța de 0,25 m. În acest scop, în lungul laturii pătratului de mai sus (3 mm) trebuie să distingem

$$\frac{3}{3.10^{-4} \cdot 250} = 40 \text{ puncte.}$$

(În cele două condiții de mai sus, o literă, cifră sau simbol este reprezentată prin $10^2 = 100$, respectiv $40^2 = 1600$ puncte.

Scanned with OKEN Scanner

În al doilea caz, calitatea imaginii este în mod corespunzător mai bună. Ca să ne dăm seama că și în primul caz avem suficiente puncte pentru recunoașterea simbolului, să ne gîndim la sistemul cu becuri prin care s-au afișat rezultatele sportivilor la Olimpiada de la Montreal. Acolo fiecare cifră era descrisă, în mod suficient de clar, prin $5 \times 7 = 35$ becuri, adică puncte).

Înregistrăm cele 40 de puncte distincte pe o porțiune de placă fotografică de lățime $40 : 100 = 0{,}4$ mm, sau $40 : 200 = 0{,}2$ mm. Reamintind că latura pătratului obiect este de 3 mm, inversul grosismentului subunitar cu care se produc microfilmele trebuie să aibă valori ca $3 : 0{,}4 = 7{,}5$ sau $3 : 0{,}2 = 15$.

Practic, microfilmele sînt aproximativ de 10 ori micșorate față de originale. Aceasta înseamnă că pe un clișeu de 24×36 mm^2 se înregistrează textul de pe o suprafață de 24×36 cm^2, adică două pagini ale unei cărți deschise.

În vederea comparației ulterioare cu metoda holografică — pe care o vom trata mai tîrziu — reamintim cazul extrem al materialului foto cu putere separatoare foarte mare și al condiției că trebuie să înregistrăm atîtea amănunte cîte se văd cu ochiul liber de la 25 cm. În acest caz grosismentul este 1 : 15, deci un pătrat de latura egală cu 15 cm se înregistrează pe o suprafață de 1 cm^2.

13. DISTANȚA VIZIONĂRII OPTIME SAU TELEVIZORUL

Imensa importanță a televiziunii ne obligă să ne ocupăm și de ea. Bineînțeles, o vom face foarte sumar, numai din punctul nostru de vedere, fără să abordăm și alte aspecte ale ei cum ar fi, de exemplu, cele electronice.

Imaginea televizată se proiectează în tubul videocaptor pe un ecran care constă dintr-un mozaic de plăci care se încarcă electric fiecare în măsură proporțională cu iluminarea respectivă. Imaginea optică s-a transformat astfel într-o imagine electrică. Informația conținută în această imagine electrică se transmite prin posturi de emisie pînă la aparatul nostru sub forma unor semnale electromagnetice.

Scanned with OKEN Scanner

Informaţia se retransformă în imagine optică pe ecranul fluorescent al televizorului. Acesta este măturat de un fascicul electronic îngust, de intensitate variabilă, tocmai în ritmul variaţiei iluminării în lungul liniei măturate. Astfel, fasciculul electronic pictează pe ecran imaginea care va deveni vizibilă prin fluorescenţa ecranului.

Puterea separatoare a mozaicului depinde de mărimea plăcuţelor sau, mai corect, mărimea plăcuţelor este prescrisă de puterea separatoare dorită.

Presupunem că fasciculul electronic al televizorului este suficient de îngust — suficient de bine focalizat — pentru a nu se pierde nimic din informaţia preluată de mozaic şi transmisă prin unde electromagnetice.

Pentru o vizionare optimă este bine ca proiecţia pe retină a ecranului televizorului să nu depăşească pata galbenă. Reamintim că dimensiunile unghiulare ale petei galbene sînt 6° pe verticală şi 8° pe orizontală. Unghiul minim de separare al ochiului fiind $\varepsilon_0 = 1'$, pe intervalul de 6° putem vedea distincte $6 \cdot 60 = 360$ linii. Imaginea se desenează pe ecranul de televiziune în 625 linii. Pe lăţimea unei linii nu este nici o informaţie, nici o variaţie de intensitate. Variaţiile pot apare numai în trepte de la o linie la alta.

Aşezîndu-ne în faţa televizorului în aşa fel încît distanţa dintre linii să se vadă sub unghiul limită ε_0, imaginea ecranului va depăşi inutil de mult pata galbenă şi, pe de altă parte, încep să se vadă liniile, mai ales că majoritatea persoanelor au puterea separatoare a ochilor mai bună decît valoarea standard. În cazul unei încadrări a imaginii ecranului pe pata galbenă (fig. 41), înălţimea ecranului se va vedea sub un unghi de cca 5°. În acest caz distanţa dintre două linii (lăţimea unei linii) se vede sub unghiul:

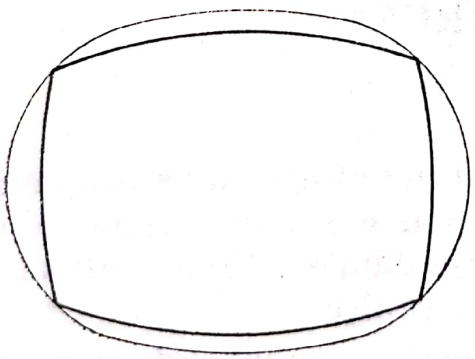


Fig. 41.

$$\frac{5^\circ}{625} = \frac{1^\circ}{125} = 0{,}5'.$$

Aceasta este poziţia corectă în faţa televizorului. Distanţa l — la care trebuie să stăm pentru a îndeplini condiţia de mai sus — depinde de înălţimea h a ecranului televizorului, adică h trebuie să se vadă sub un unghi de 5°:

$$\frac{h}{l} = \frac{5}{57},$$

Scanned with OKEN Scanner

(unde 57 apare prin transformarea gradelor în radiani). Deci vom avea: $l=11{,}5$ h.

De obicei ecranele de televiziune se caracterizează prin diagonalele lor. Raportul dintre lățimea și înălțimea ecranului fiind cca 4/3 — după raportul respectiv al petei galbene —, diametrul în funcție de înălțime este:

$$d=\sqrt{h^2+(4/3h)^2}=h\sqrt{1+(4/3)^2}=\frac{5h}{3},$$

deci avem $l=11{,}5\cdot\frac{3}{5}\cdot d\approx 7\cdot d$.

Punînd problema de a vedea neapărat toate detaliile imaginii pe ecran, chiar cu riscul de a vedea și liniile, ar trebui să ne apropiem pînă la jumătatea acestei distanțe — ca lățimea unei linii să se vadă sub unghiul ε_0. De obicei se face un compromis individual.

14. „CONDUCEREA" INFORMAȚIEI OPTICE SAU FIBROSCOAPELE

Cu ajutorul unor oglinzi sau prisme cu reflexie totală putem schimba în mod principial arbitrar direcția de propagare a unui fascicul de lumină, deci și a fluxului de informație. Așa se procedează la unele aparate de fotografiat cînd „conducerea" fluxului de informație se realizează cu ajutorul unor oglinzi sau prisme între care lumina se poate propaga în linie dreaptă.

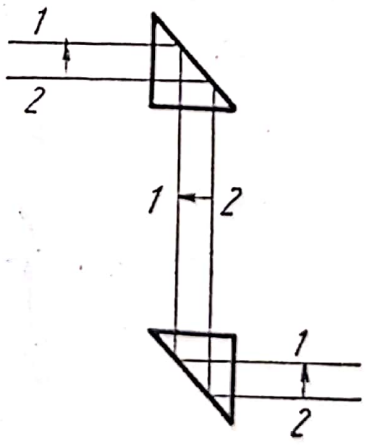


Fig. 42.

În figura 42 am reprezentat două raze, și printr-o săgeată, ce arată dinspre raza 2 spre raza 1, am indicat orientarea imaginii. (Orientarea obiectului se presupune dreaptă.) Acesta este cazul periscopului care, după cum am prezentat în figură, dă imagine dreaptă.

Să comparăm acum orientarea imaginii date de pentaprisma din figura 43 cu cea dată de o oglindă sau prismă cu reflexie totală (fig. 44) și vom înțelege imediat de ce se

Scanned with OKEN Scanner

preferă uneori pentaprisma în loc de prisma obișnuită, cu toate că ea este mai complicată decît aceasta din urmă.

Dacă însă este vorba de o întoarcere cu 90° a direcției în care se proiectează imaginea unui obiect de către obiectiv,

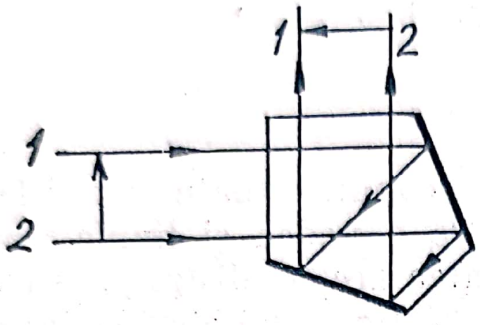


Fig. 43.

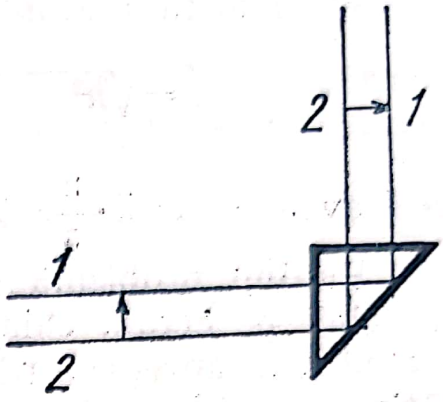


Fig. 44.

răsturnarea imaginii date de obiectiv se poate compensa prin răsturnarea realizată prin reflexie, cum se vede în figura 45. La cîteva tipuri de aparate de fotografiat găsim această schemă care permite observarea imaginii ce urmează să fie fotografiată.

Aceste scheme de canalizarea fluxului de informație optică nu corespund în cazul drumurilor mai complicate, mai ales dacă acestea sînt și variabile — flexibile — în timpul observării imaginii. Pentru astfel de scopuri s-au elaborat altfel de scheme.

Considerăm un număr mare de lentile mici convergente, așezate coaxial într-un tub flexibil în așa fel încît imaginea

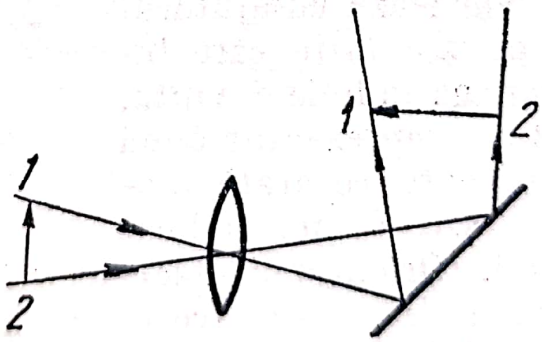


Fig. 45.

dată de fiecare dintre ele să servească drept obiect pentru următoarea. Urmărim două raze extreme 1 și 2 care traversează lentilele în puncte diametral opuse (fig. 46). Încovoind axa sistemului, drumurile de-a lungul celor două raze

între două puncte conjugate consecutive nu vor mai fi egale. Drumul „exterior“ devine mai lung, iar cel „interior“ mai scurt. Acest fapt, dacă se accentuează, duce în mod inevitabil la deteriorarea calității imaginii.

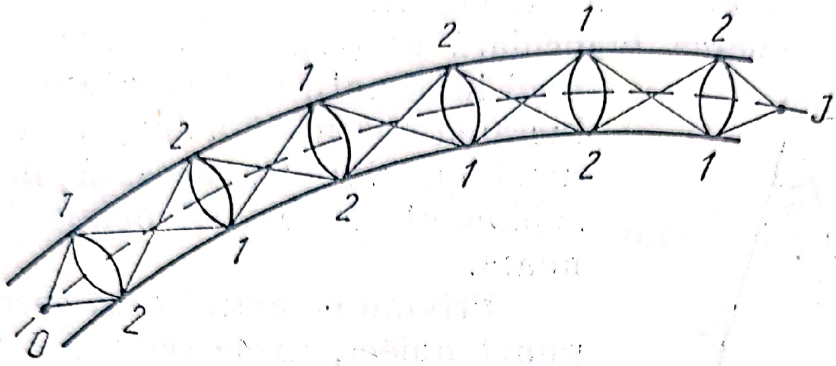


Fig. 46.

Observăm însă că diferențele de drum pe sectoarele lentilelor consecutive se compensează, căci razele 1 și 2 parcurg în mod alternativ drumul interior și cel exterior. În acest fel este posibilă „conducerea“ imaginii în lungul unui tub lung și curbat. Ultima imagine reală o privim prin ocularul care închide tubul la capătul dinspre noi.

Astfel de sisteme folosite în medicină sînt cunoscute sub numele de endoscoape sau cistoscoape. Se pare însă că aceste sisteme vor fi înlocuite complet printr-un alt sistem, dezvoltat mai recent și cunoscut sub numele de fibroscop. Acesta constă dintr-un număr mare de ghiduri de lumină așezate unul lîngă altul, formînd un fascicul de ghiduri.

Ghidul de lumină este un fir flexibil din material plastic transparent cu indice de refracție mare, învelit cu un strat de material cu indice mai mic. Lumina se propagă în lungul firului, oricît de încovoiat ar fi acesta, în zig-zag, reflectîndu-se total pe suprafața firului (fig. 47).

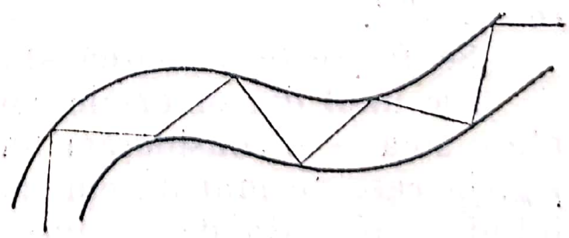


Fig. 47.

Cu un fascicul — set — de fire independente putem transmite imagini, ghidînd lumina fiecărui punct al imaginii prin cîte o fibră separată. Practic, la fibroscoape moderne diametrul unei fibre este de ordinul lui 10^{-3} mm. Mai intuitiv: un fibroscop de 22 mm^2 constă din 3,5 milioane ghiduri independente, separînd 50 de linii pe mm. Pentru comparație, reamintim că ochiul separă 13 linii pe mm.

Privind același obiect cu doi ochi, nu obținem numai aceeași informație de două ori, ci culegem informație și în plus. Vederea binoculară asigură posibilitatea obținerii unei informații suplimentare prin prelucrarea automată a suprapunerii celor două imagini. De această informație suplimentară ne vom ocupa în continuare.

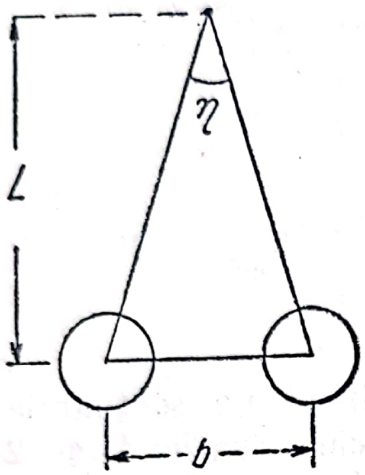


Fig. 48.

Privind cu ambii ochi spre același punct obiect, axele celor doi ochi vor fi concurente exact în punctul obiect. Din înclinarea axelor una spre cealaltă se poate aprecia distanța obiectului (fig. 48). Distanța L determină paralaxa $\eta = \frac{b}{L}$. Distanța b dintre cei doi ochi — adică dintre centrele lor — variază de la individ la individ între 54 și 72 mm. Calculele se fac totdeauna cu valoarea standard: $b = 65$ mm.

Considerăm două puncte obiect la distanțele L_1 și L_2, deci cu diferența de paralaxă:

$$\Delta\eta = b\left(\frac{1}{L_2} - \frac{1}{L_1}\right).$$

Se pune problema dacă această diferență de paralaxă este sesizabilă sau nu? Putem sesiza o diferență de paralaxă dacă ea nu este mai mică decît o anumită valoare minimă $\Delta\eta_{min}$, caracteristică individului. Această valoare minimă variază în mod normal între 10″ și 7″, dar poate atinge — prin educație specială, de exemplu, la aviatori — și valoarea de 3″.

Se folosește valoarea standard de $\Delta\eta_{min} = 10''$.

Fie unul din obiectele considerate la infinit — de exemplu o stea — și considerăm un alt obiect la distanța maximă L_m, la care ne mai putem da seama că nu este și el tot la infinit. Diferența de paralaxă este:

$$\Delta\eta_{min} = b\left(\frac{1}{L_m} - \frac{1}{\infty}\right) = \frac{b}{L_m},$$

de unde obținem

$$L_m = \frac{b}{\Delta\eta_{min}} = \frac{65 \text{ mm}}{10''} = 65.20626{,}5 = 1350 \text{ m}.$$

Obiectele terestre situate la distanțe mai mari ca 1 350 m se văd proiectate pe orizont. (Raza orizontului este aproximativ 4 km).

Relația dintre L_1 și L_2, în condițiile de mai sus, o putem scrie sub forma:

$$\frac{1}{L_m}=\frac{1}{L_2}-\frac{1}{L_1}.$$

Prezintă interes să calculăm distanța punctului mai depărtat de la cel mai apropiat, în condițiile limită de mai sus:

$$\Delta L=L_1-L_2=L_2\left(\frac{L_m}{L_m-L_2}-1\right)=\frac{L_2^2}{L_m-L_2}.$$

Pentru $L_2=L_m$ avem $\Delta L=\infty$, pentru $L_2=1$ metru rezultă $\Delta L=0{,}0007$ m$=0{,}7$ mm, iar pentru $L_2=25$ cm rezultă $\Delta L=0{,}02$ mm.

Tot pe vederea binoculară se bazează și vederea stereoscopică. Cu cei doi ochi vedem obiectele din direcții puțin diferite. Din suprapunerea celor două imagini diferite — în creier — , rezultă spațialitatea celor văzute, adică imaginea stereoscopică. Prin vedere stereoscopică se observă relieful și nu numai proiecția lui pe un plan. Înțelegerea mecanismului apariției senzației de relief face posibilă producerea acesteia în mod artificial.

Fie într-un plan P, la distanța d de ochii observatorului, două puncte M_{st} și M_{dr} deplasate unul față de celălalt cu distanța δ în direcția paralelă cu linia ce unește centrele ochilor. Punctul M_{st} se vede numai cu ochiul stîng, iar punctul M_{dr} numai cu ochiul drept. Se creează impresia că se vede un singur punct M la intersecția celor două direcții de vizare la distanța p.

Din figura 49 rezultă relația:

$$\frac{b}{p}=\frac{\delta}{p-d} \text{ sau } p=\frac{b\cdot d}{b-\delta}.$$

Dacă punctul M_{dr} văzut cu ochiul drept se află în dreapta punctului M_{st} văzut cu ochiul stîng, atunci avem $\delta>0$ și $p>d$, adică punctul M se vede în spatele planului, iar în caz contrar avem $\delta<0$ și $p<d$, deci punctul M', se vede în fața planului.

Desigur, în planul P nu avem numai perechea de puncte M_{st}, M_{dr}, ci două figuri asemănătoare cu diferite valori și

Scanned with OKEN Scanner

semne ale lui δ pentru diferite perechi de puncte corespunzătoare. Punctele aparente respective se vor vedea la distanțe diferite în fața sau în spatele planului P în funcție de δ. În acest fel apare senzația de spațialitate.

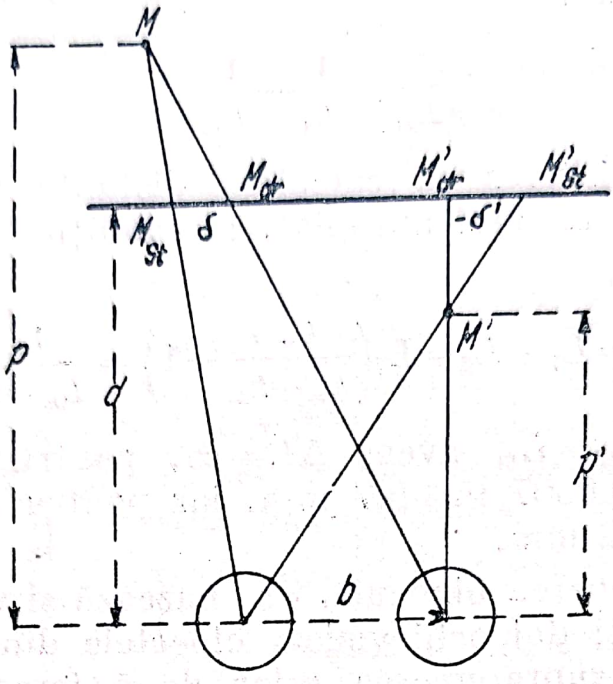


Fig. 49.

O metodă practică de a face ca cele două figuri să se vadă numai cu cîte un singur ochi este aceea de a desena figurile în culori diferite (roșu și albastru sau roșu și verde) și de a privi planul figurilor prin filtre (ochelari) de culori diferite.

În cazul fotografiilor stereoscopice se fac două poze din poziții puțin deplasate între ele în direcție orizontală. Cele două poze se privesc apoi prin stereoscop cu cîte un singur ochi.

16. DE LA BRUNELLESCHI LA CÉZANNE SAU PERSPECTIVA

Informația optică provine, în majoritatea cazurilor, de la obiecte spațiale și este preluată de către receptoare bidimensionale — superficiale — ca placa fotografică sau re-

tina. Ne ocupăm de acest proces, oprindu-ne asupra cazului mai simplu al fotografiei.

Centrul O al obiectivului de fotografiat este vîrful unei piramide drepte a cărei bază este tocmai filmul, adică partea

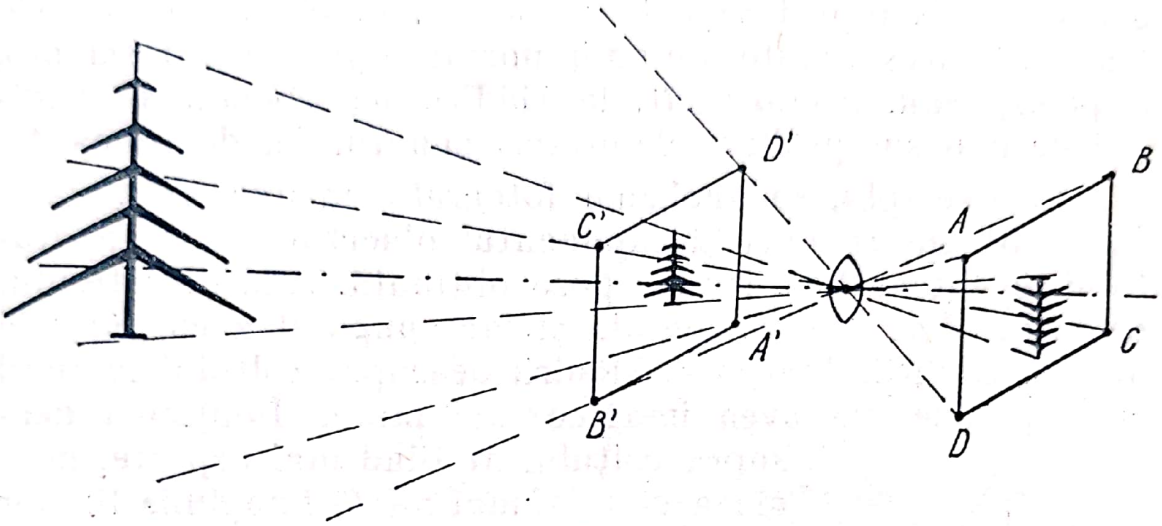


Fig. 50.

expusă a acestuia: dreptunghiul $ABCD$ (fig. 50). În interiorul acestui dreptunghi se proiectează imaginile răsturnate ale obiectelor din cîmpul vizual. În loc de imaginea răsturnată din planul $ABCD$ este mai comod să o studiem pe aceea dreaptă din planul $A'B'C'D'$, din fața obiectivului. Această imagine este simetrică cu cea din planul filmului față de centrul obiectivului.

Desigur, tehnica fotografică ne permite înregistrarea unei singure imagini, a celei din planul filmului, dar aceasta este identică din punct de vedere geometric cu cea din fața obiectivului.

În cele ce urmează vom presupune că imaginile tuturor obiectelor din cîmpul vizual sînt la fel de clare, în mod independent de distanța la care se află obiectul. În ce sens și în ce măsură este admisibilă această ipoteză am analizat sub titlul de profunzimea (adîncimea) cîmpului vizual (vezi capitolul 7).

Privind o imagine pozitivă, adică o fotografie identică cu imaginea din planul $A'B'C'D'$, cu un singur ochi din punctul O, senzația vizuală va fi asemănătoare cu cea a privirii obiectului însuși cu un singur ochi. Fotografia trebuie deci privită de la distanța f (f este distanța focală a obiectivului aparatului de fotografiat cu care s-a obținut imaginea respectivă). Dacă vrem să privim fotografia de la distanța d,

Scanned with OKEN Scanner

atunci trebuie să o mărim în raport de d/f. Tocmai în acest raport mărește și lupa de distanță focală f. În loc de a mări poza, putem să o privim printr-o lupă a cărei distanță focală coincide cu cea a obiectivului de fotografiat.

La obiecte plane sau chiar și la portrete, adică, în general, la cîmpuri vizuale de adîncime mică, problemele tratate în acest capitol nu au importanță practică. În schimb, la peisaje sau, și mai mult, la clădiri, nerespectarea condiției de mai sus produce deformări nenaturale, deci jenante.

Ca exemplu, să analizăm fotografierea unei clădiri. În figura 51 sus se vede aranjamentul obiectului și al aparatului de fotografiat, iar jos poza obținută. Axa obiectivului de fotografiat este orizontală și face unghiul α cu peretele MN al clădirii. Înălțimea clădirii deasupra colțului N fiind mai aproape, va avea imagine mai mare. Înălțimea deasupra colțului M fiind mai departe, imaginea ei va fi mai mică. Imaginile liniilor paralele — în exemplul nostru marginea de sus și cea de jos a peretelui — , nu sînt linii paralele, direcțiile lor vor fi concurente. Către care punct sînt concurente aceste drepte? În spațiu, ele sînt concurente în punctul de la infinit din direcția respectivă. Pe fotografie, imaginile lor vor fi concurente în imaginea punctului respectiv de la infinit. Este ușor să aflăm imaginea punctului de la infinit dintr-o anumită direcție. Dreapta de această direcție ce trece prin centrul de proiecție, adică prin centrul obiectivului, intersectează planul imaginii în punctul P_α. Imaginea P_α a punctului de la infinit din direcția care face unghiul α cu axa obiectivului, nu este neapărat în cadrul pozei $A'B'C'D'$, dar poate fi și în acest cadru. Distanța lui de la centrul pozei este $f \cdot \operatorname{tg} \alpha$.

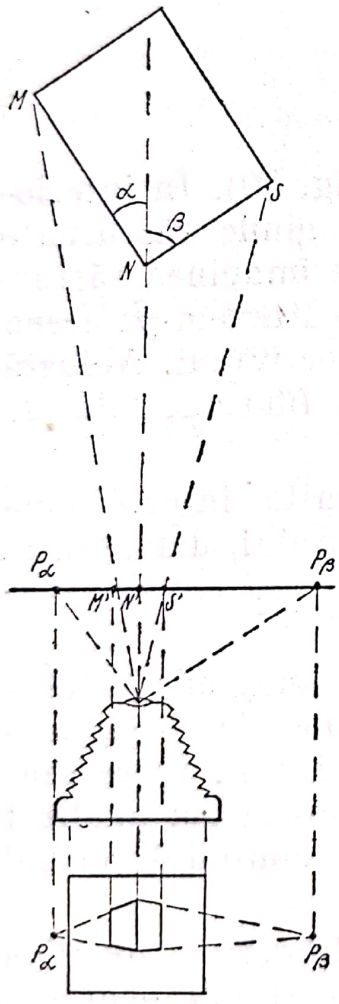


Fig. 51.

Pentru $\alpha = 90°$ avem $f \cdot \operatorname{tg} \alpha = \infty$, deci imaginea punctului de la infinit va fi în planul pozei la infinit. Imaginile liniilor paralele cu astfel de direcții vor fi paralele între ele și pe fotografie. (De exemplu: liniile verticale ale unui obiect vor avea imagini tot verticale, paralele între ele, pînă ce axa aparatului de fotografiat este orizontală.)

Scanned with OKEN Scanner

Dacă înclinăm aparatul pentru a cuprinde în poză o clădire înaltă de la distanţă prea mică (fig. 52 *a*), imaginile liniilor verticale vor deveni concurente spre punctul ce se află la distanţa $f \cdot \operatorname{tg} \alpha$ de la centrul pozei (fig. 52 *b*). Aici α este unghiul ce închide axa aparatului cu verticala.

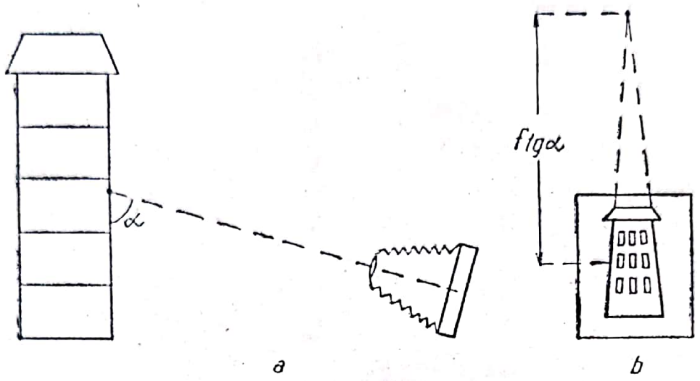


Fig. 52.

Proiectînd imaginile obiectelor văzute de un ochi aflat în punctul O, pe un plan la distanţa d din faţa ochiului, imaginile liniilor paralele între ele vor converge spre un punct la distanţa $d \cdot \operatorname{tg} \alpha$ de centrul pozei. Aceasta este perspectiva corectă, cu ea sîntem obişnuiţi, ea face impresie naturală.

Prin ce diferă de aceasta o fotografie făcută cu un aparat al cărui obiectiv are distanţa focală $f < d$? Imaginile liniilor paralele converg către un punct la distanţa $f \cdot \operatorname{tg} \alpha < d \cdot \operatorname{tg} \alpha$. Liniile sînt prea convergente, perspectiva este exagerată, nenaturală. După considerentele deja văzute, o astfel de fotografie trebuie mărită în raport d/f; în acelaşi raport creşte şi distanţa de la centru a punctului de convergenţă, deci perspectiva neobişnuită „se repară". O fotografie făcută cu distanţa focală f şi mărită ulterior în raport d/f este echivalentă cu o fotografie făcută cu distanţa focală d (fig. 53). Desigur, se subînţelege aici că mărimile celor două poze comparate sau a părţilor respective ale lor trebuie să fie egale.

Lucrînd în continuare cu acelaşi aparat cu distanţa focală f, în loc să mărim poza în raport d/f, ne apropiem de obiectul considerat principal reducînd distanţa noastră de acesta pînă la aproximativ f/d ori distanţa iniţială. Imaginea acestui obiect creşte în raport d/f, deci devine tot atît de mare ca şi cea de pe fotografia mărită în raport d/f (fig. 54).

Această condiţie de egalitatea imaginilor este satisfăcută numai pentru obiectele aflate la anumită distanţă — colţul cel mai apropiat al clădirii —, dar nu şi pentru obiectele aflate la alte distanţe —, colţul îndepărtat al clădirii. Cele

Scanned with OKEN Scanner

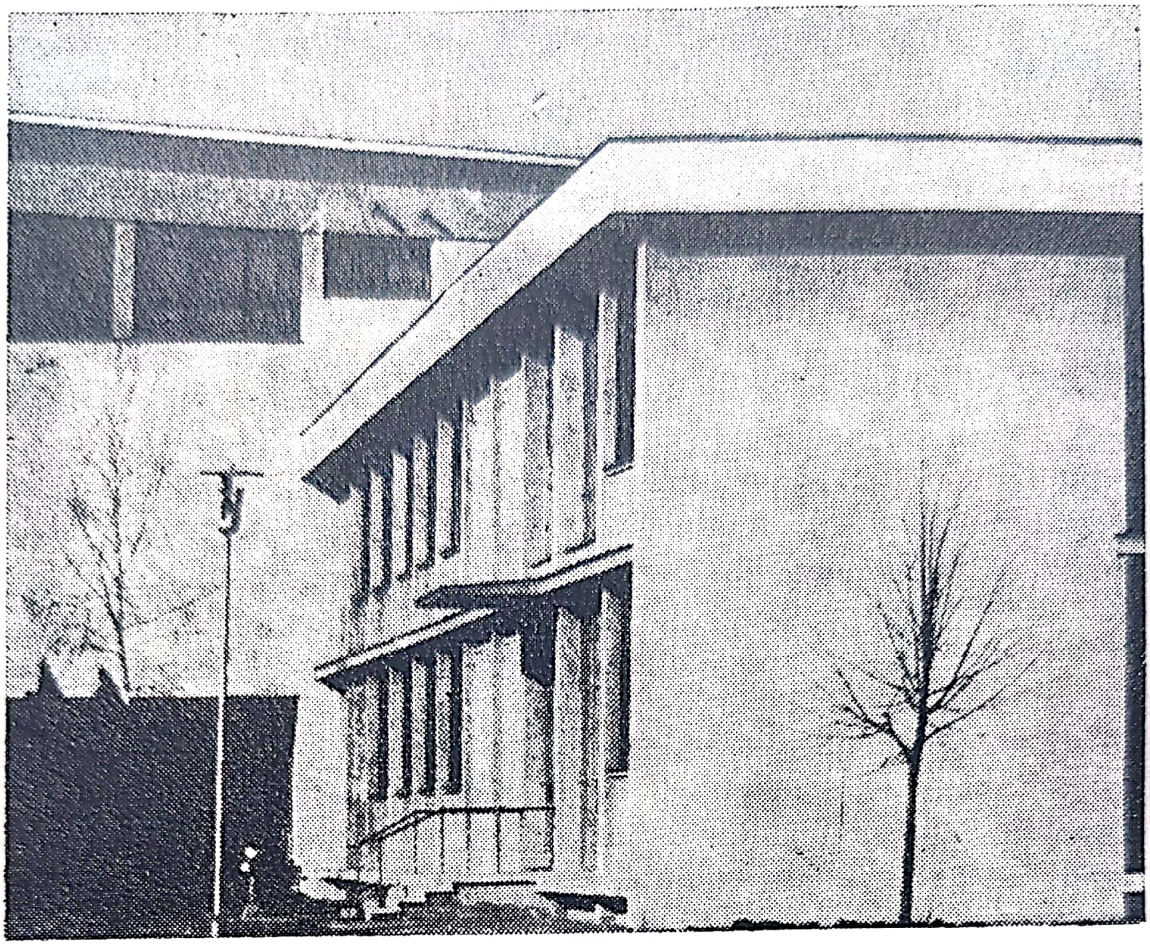


Fig. 53.

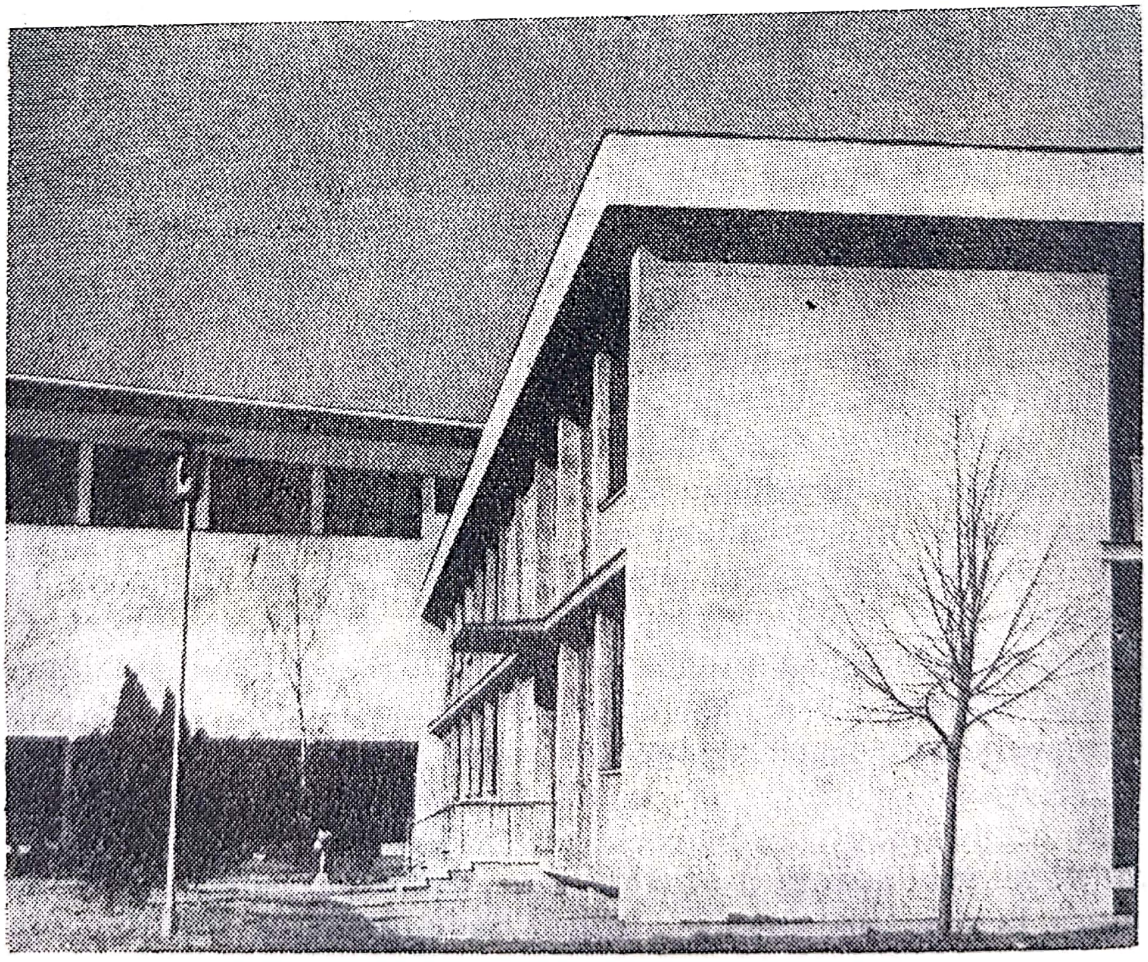


Fig. 54.

Scanned with OKEN Scanner

două fotografii diferă între ele tocmai prin perspectivă. Pe fotografia mărită în raport de d/f distanța de la centru a punctului de convergență este $d \cdot \operatorname{tg} \alpha$, iar pe fotografia nemărită ea este egală numai cu $f \cdot \operatorname{tg} \alpha$, în mod independent de locul unde a stat aparatul.

Aceste două fotografii sînt exemple de perspectivă bună, respectiv exagerată. (Presupunînd că ambele sînt privite de la distanța d.)

Probleme asemănătoare se pot pune și trata și în cazul lunetelor, numai că aici, din cauza cîmpului vizual îngust, ele sînt lipsite de importanță practică. Obiectivul lunetei joacă același rol ca și cel de fotografiat: dă o imagine micșorată răsturnată. Perspectiva acestei imagini se caracterizează prin distanța $f_{ob} \cdot \operatorname{tg} \alpha$. Pe această imagine intermediară ne uităm printr-o lupă numită ocular, avînd mărirea d/f_{oc}. Perspectiva imaginii date de lunetă va fi caracterizată prin distanța:

$$\frac{f_{ob}}{f_{oc}} d \cdot \operatorname{tg} \alpha = G \cdot d \cdot \operatorname{tg} \alpha.$$

Imaginea dată de o lunetă este de perspectivitate redusă sau chiar lipsită de perspectivitate dacă G este mare. Ea este mai mult „axonometrică" decît perspectivică.

Dacă obiectul nu este la infinit ne putem apropia la distanța p, pînă ce imaginea unui obiect central devine de G ori mai mare. Perspectiva imaginii acum însă va fi normală, caracterizată de distanța $d \cdot \operatorname{tg} \alpha$.

După cum ne-am propus la început, am tratat un singur caz special din numeroasele probleme legate de perspectivă, știința prin care în antichitate și în evul mediu s-a înțeles sistemul de legi fizice și geometrice referitoare la modul cum vedem. Astăzi perspectiva „pretinde" mult mai puțin: ne explică legile după care diferitele volume din jurul nostru pot căpăta aspecte și înfățișări nesfîrșit de variate, potrivit depărtării și orientării lor față de locul unde se află receptorul optic. În plus, perspectiva ne mai arată procedeele grafice prin care se pot reprezenta pe un tablou cu două dimensiuni aspectele caracteristic tridimensionale ale oricărui obiect spațial.

Procedeele perspectivei liniare au fost elaborate în secolul al XIV-lea de către artiști italieni. Prima lucrare executată în spiritul ei se consideră că ar fi opera lui Brunelleschi. Perspectiva clasică — care a urmat celei liniare — prezintă obiectele, respectiv tematica aleasă cu ajutorul pro-

Scanned with OKEN Scanner

iecției centrale, ținînd cont de condiția ca imaginea să poată fi cuprinsă cu o singură privire, fără mișcarea capului. Cu timpul însă această tehnică, posesorii căreia „își construiau" picturile, a fost înlocuită de alta, bazată pe observații practice, deci de o perspectivă experimentală. De la Cézanne încoace — respectiv începînd cu postimpresioniștii — se poate vorbi de apariția acestei perspective noi, care în arta contemporană și-a pierdut și ea supremația, datorită apariției cubismului.

Problemele legate de perspectivă nu s-au pus în toate artele. Arta orientală — spre exemplu, cea chinezească — nu cunoaște această problemă.

17. ILUZII OPTICE

Este într-adevăr chiar așa de tare argumentul: am văzut cu ochii mei? Nu întotdeauna. Uneori ne înșeală chiar și ochii noștri proprii. Realitatea poate diferi puțin de aparență, putem deveni victimele unor iluzii optice.

Desigur, toate aceste iluzii optice sînt fenomene explicabile. Unele au explicații fiziologice, ele fiind consecințe ale structurii și funcționării ochiului omenesc. Rămîn însă multe pe care nu reușim să le explicăm în acest fel și trebuie să recurgem la motive psihologice pentru a le înțelege apariția. În alte cazuri efectele psihologice se îmbină cu cele fiziologice, cauzînd împreună iluzia.

Vom face în capitolul de față o trecere în revistă a celor mai cunoscute iluzii optice, fără să avem pretenții la exhaustivitate.

A. SUPRAAPRECIEREA DIMENSIUNII OBIECTELOR LUMINOASE

Cel mai bun exemplu pentru ilustrarea acestui efect pare a fi grosimea aparentă a filamentului incandescent al unui bec electric. El pare a fi mult mai gros decît este în realitate, precum ne putem convinge uitîndu-ne și la un filament rece.

Scanned with OKEN Scanner

Partea luminoasă a Lunii pare a fi şi ea ca făcînd parte dintr-un disc mai mare ca partea neiluminată. În ambele cazuri efectul are explicaţie fiziologică: celulele retinei constată lumină chiar dacă doar o mică parte a lor este iluminată.

Difracţia şi aberaţiile sistemului optic contribuie şi ele la extinderea petei unde celulele sînt iluminate. Mărimea imaginilor stelelor este determinată de aceste fenomene din urmă.

B. IMAGINEA REMANENTĂ POZITIVĂ

Senzaţia vizuală persistă şi după ce imaginea respectivă nu se mai proiectează pe retină. Această inerţie a retinei, adică incapacitatea ei de a urmări variaţii rapide, face posibilă realizarea cinematografului. Dacă se proiectează pe retină mai mult de 10 imagini pe secundă, atunci nu se mai vede un şir discret de imagini, ci o variaţie continuă, adică mişcare. În loc de un punct luminos în mişcare, vedem o linie luminoasă în lungul traiectoriei punctului.

Efectul stroboscopic trebuie tratat tot aici: dacă o roată se învîrte cu mare viteză şi noi o vedem periodic numai o singură dată, tocmai cînd discul are o anumită poziţie, atunci ni se va părea că el stă în poziţie nemişcată. Îl vedem fără să constatăm pîlpîirea imaginii dacă frecvenţa imaginilor văzute, adică turaţia discului este mai mare ca 10 rotaţii pe secundă.

La mici diferenţe dintre turaţia roţii şi frecvenţa apariţiei imaginilor se produce senzaţia unei rotaţii încete spre înainte sau înapoi, în funcţie de semnul acestei diferenţe.

C. IMAGINEA REMANENTĂ NEGATIVĂ (ILUZII DE APRECIEREA LUMINOZITĂŢII)

Aceste erori de apreciere provin de la adaptarea necontrolabilă a ochiului — despre această proprietate am vorbit deja la descrierea ochiului omenesc. Adaptîndu-se, celulele neiluminate sînt mai sensibile, iar cele iluminate devin mai puţin sensibile. Celulele pe care s-a proiectat imaginea unui obiect întunecat pe fond luminos — de exemplu, „desenul“ unei ferestre —, prin această protejare devin mai sensibile decît celulele din jur. Închizînd acum ochii sau uitîndu-ne pe un perete uniform iluminat, apare „imaginea remanentă negativă“ din motivul că celulele mai sensibile vor informa

Scanned with OKEN Scanner

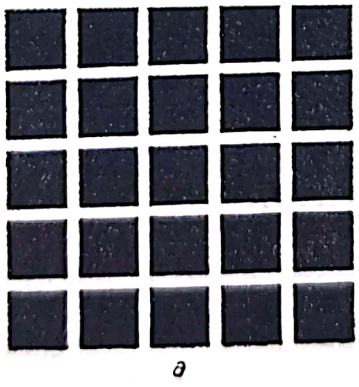
creierul despre luminozitate mai intensă decît celulele mai puțin sensibile, cu toate că ele sînt la fel iluminate.

Nu trebuie neapărat în mod intenționat să ne uităm în altă direcție pentru ca imaginea remanentă negativă să se manifeste. Ochiul nostru se mișcă în continuu cu mare viteză măturînd în mod haotic tot cîmpul vizual. La limita dintre imaginea părții luminoase a obiectului (de exemplu, cerul) și cea a părții întunecoase (de exemplu, pădurea), se manifestă fenomenul de mai sus fără voia noastră. Celulele din domeniul luminos, în apropierea domeniului întunecat sînt în medie mai sensibile decît celelalte celule iluminate, fiindcă nu demult au fost încă în domeniul întunecat. Celulele din domeniul întunecat, în apropierea domeniului luminos sînt în medie mai puțin sensibile decît celelalte neiluminate, fiindcă ele puțin timp înainte erau încă iluminate.

Astfel, la granița dintre luminos și întunecat, în domeniul luminos apare o fîșie îngustă, paralelă cu limita, mai luminoasă decît restul. Tot așa, dincolo de limită, în domeniul întunecat vedem o fîșie și mai întunecată, însă această fîșie este de obicei mult mai puțin vizibilă decît cea luminoasă.

Foarte clar se pot pune în evidență ambele fîșii cu ajutorul discului lui Mach (fig. 55). Pe un disc întunecat, concentric cu acesta, se desenează o stea albă. Discul rotindu-se cu viteză mare, centrul va fi alb, periferia întunecată, iar între ele ar trebui să avem o trecere treptată. Așteptăm ca lumino-

Fig. 55.



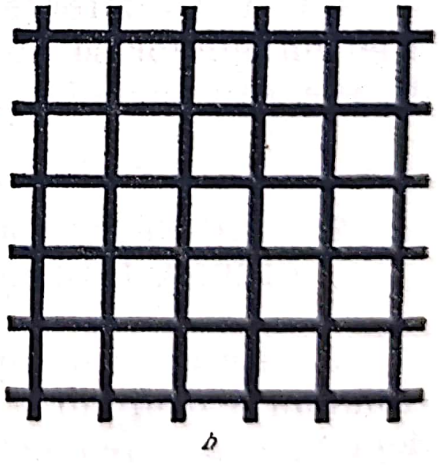


Fig. 56.

zitatea să scadă mereu în lungul razei de la alb spre întunecat (spre vîrfurile stelei avem din ce în ce mai puțin alb). În schimb, la periferia discului alb se observă o fîșie și mai luminoasă, iar după zona de trecere treptată urmează o fîșie circulară mai neagră decît periferia discului.

Scanned with OKEN Scanner

Deosebit de simplă și instructivă este experiența cu ajutorul unui caroiaj alb pe fond negru și cu un caroiaj negru pe un fond alb. (fig. 56). Intersecțiile dungilor albe par a fi mai puțin albe, iar cele ale dungilor negre mai luminoase decît celelalte părți ale dungilor. De ce? Din cauză că aceste puncte albe (negre) au mai puține puncte vecine negre (albe) decît celelalte puncte ale dungilor. Prin acoperirea cu hîrtie a restului figurii respective în afară de dunga studiată ne putem convinge că totul era numai o iluzie.

Așezînd o foaie gri pe o suprafață albă și una identică cu ea pe o suprafață neagră, vom avea impresia că prima este mai întunecată iar cea de a doua mai luminoasă. După cum am arătat, acest efect de contrast are la bază în primul rînd adaptarea ochiului, dar se pare că la acest efect fiziologic se mai adaugă și un efect psihologic.

D. ILUZII DE APRECIEREA CULORII

Iluziile referitoare la culori sînt foarte asemănătoare, atît ca manifestare cît și ca explicație, cu cele referitoare la luminozități. O bucată de hîrtie albă așezată pe o suprafață roșie pare a fi verzuie. Conurile sensibile pentru roșu au sensibilitate redusă din cauza suprafeței roșii, celelalte conuri au sensibilități normale, deci mai mari. Lipsind componența roșie vom vedea în loc de alb culoarea complementară roșului: verdele.

Toate experiențele descrise la punctul C le putem reface în versiune „colorată". Dacă în loc de luminozitate sau suprafață albă spunem luminozitate sau suprafață de o anumită culoare, atunci în loc de negru sau întunecat va trebui să spunem culoare complementară, și toate experiențele, concluziile și interpretările vor rămîne valabile și pentru această categorie de iluzii.

Umbra obișnuită pare a fi mai întunecată decît este în realitate, iar în cazul iluminării cu lumină de o anumită culoare (roșie) umbrele par a fi de culoarea complementară (verde).

E. ILUZII DE APRECIEREA MĂRIMII

Acestea sînt cele mai caracteristice iluzii optice. Motivele apariției lor sînt multiple.

În figura 57 am prezentat cîte o pată neagră înconjurată de pete mai mici, respectiv mai mari. Cele două pete

Scanned with OKEN Scanner

centrale sînt egale, dar cea din stînga pare a fi mai mare decît cea înconjurată de pete mari. Se pare că avem de a face în acest caz cu un efect tipic psihologic: efectul de contrast.

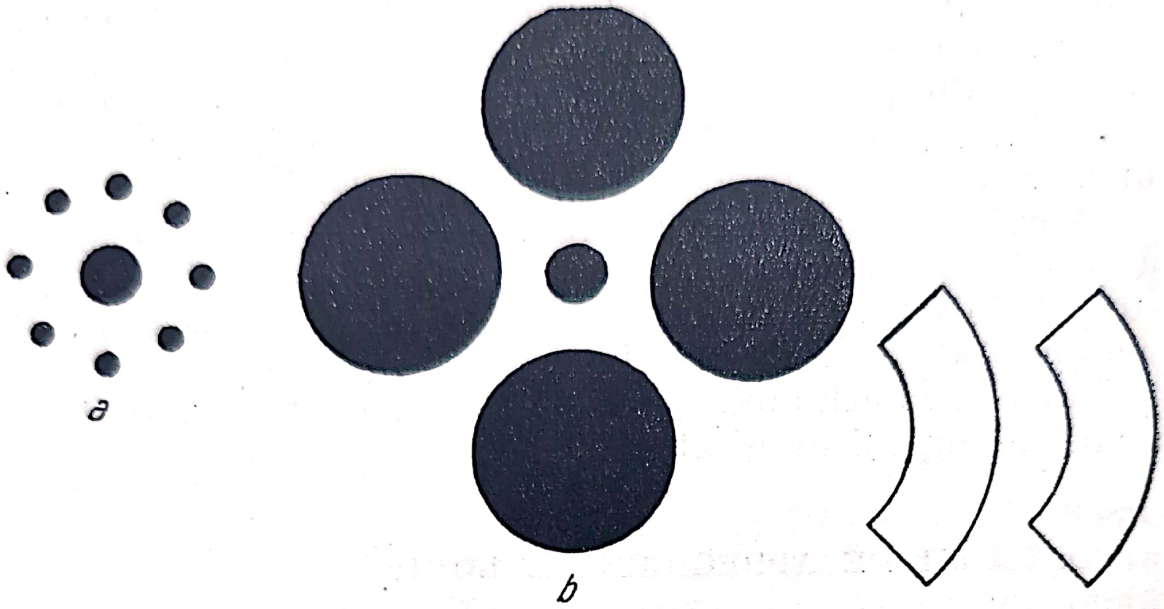


Fig. 57.

Fig. 58.

În figura 58 avem două sectoare de inele circulare identice. Cea „exterioară" — cea din dreapta — pare a fi mai mică. De ce? Să le privim în ordine din stînga spre dreapta. Privim deci întîi arcurile de cerc ale sectorului din stînga. Constatăm, în mod conştient sau subconştient, că ele sînt concentrice şi corespund la acelaşi unghi central. Lungimile lor ar trebui să crească proporţional cu razele lor, adică cu distanţele lor de la un punct *O* nereprezentat, dar totuşi existent în stînga figurii. Deplasîndu-ne spre dreapta „aşteptăm" deci creşterea în continuare a lungimilor de arcuri, dar nu se întîmplă aşa. Arcurile sectorului din dreapta sînt mult prea mici pentru a se încadra în armonia schemei geometrice sugerate de sectorul stîng.

În mod analog, privind sectoarele în ordine din dreapta spre stînga, sectorul din stînga pare a fi prea mare. Concluzia pur psihologică este aceea că sectorul din stînga este mai mare, iar cel din dreapta mai mic.

Tot aici trebuie să tratăm şi problema iluziilor de perspectivă. Să privim figura 59: care din cele trei figuri de pe schiţă este mai mare? Deşi sînt perfect egale, ultima dintre ele pare a fi mai mare, căci înţelegînd schema geometrică a perspectivei — sugerate prin liniile concurente — ne deranjează mărimea ei exagerată.

Scanned with OKEN Scanner

Cele două segmente din figura 60 sînt egale și totuși cel din stînga pare a fi mai mic (scurt). Probabil caracterul mai compact al părții de figură din care face parte acest

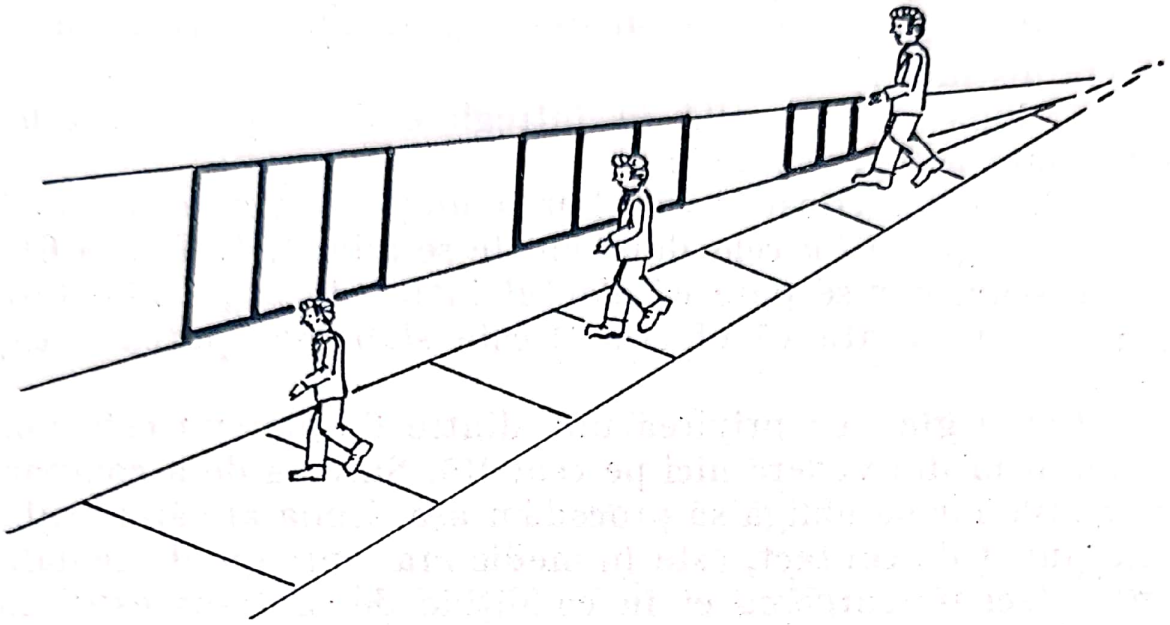


Fig. 59.

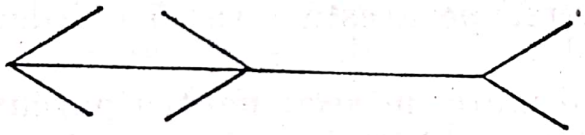


Fig. 60.

segment, în comparație cu caracterul mai extins al celeilalte părți, sugerează această iluzie, deci efectul îl considerăm psihologic.

Care linie este mai lungă din figura 61 *a*: cea orizontală sau cea verticală? Cea verticală pare a fi mai lungă. Prin

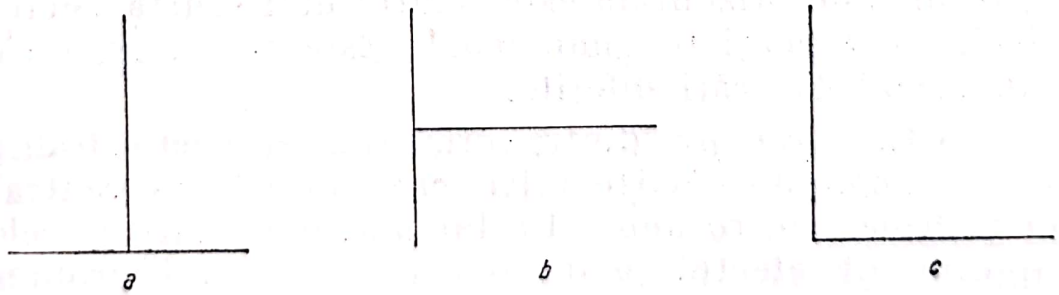


Fig. 61.

măsurătoare ne putem convinge că aceasta nu este decît o iluzie. Se pune problema: ce este mai important aici? Deosebirea dintre vertical și orizontal sau faptul că mijlocul unei linii este la capătul celeilalte?

Scanned with OKEN Scanner

Să privim figura 61 *b*. Parcă linia orizontală ar fi cu puțin mai lungă, dar efectul este mai slab ca la figura precedentă. Și la figura 61 c? Efect foarte slab în favoarea lungimii liniei verticale.

Putem trage deci concluzia că avem de-a face cu două efecte distincte:

1. linia care se află în întregime de o parte a celeilalte pare a fi mai lungă:

2. linia verticală pare a fi mai lungă decît cea orizontală.

În figura 61 *a* cele două efecte se adună. În figura 61 *b* ele se scad, dar se pare că efectul întîi este puțin mai tare. Figura *c* ne arată că efectul 2 este slab, dar parcă totuși există.

Parcurgînd cu privirea una dintre drepte, nu este voie să pierdem din vedere nici pe cealaltă. Sarcina de a compara lungimile lor ne obligă să procedăm așa. Linia al cărei mijloc este punct de contact, este în medie mai aproape de cealaltă linie, deci parcurgerea ei în condițiile de mai sus este mai ușoară. Capătul liber al liniei lipite de cealaltă la un capăt al ei este foarte departe de cealaltă linie. Este greu să parcurgem cu privirea pe acesta fără să pierdem din vedere pe cealaltă.

Efortul mai mare, necesar pentru parcurgere, se traduce în conștiința noastră în forma impresiei că însăși lungimea este mai mare. Un drum prost este — psihologic — mai „lung" decît altul asfaltat, chiar dacă măsoară același număr de kilometri.

Deosebirea dintre orizontal și vertical este tot o consecință a eforturilor noastre depuse la observare. Pata galbenă fiind mai lată (8°) decît înaltă (6°) și ochiul rotindu-se în plan orizontal cu 150°, pe cînd în plan vertical numai cu 120°, o lungime orizontală este relativ mai scurtă decît una verticală de aceeași lungime reală. Este așa pentru că ele se raportează la scări diferite.

Această deosebire dintre orizontal și vertical dispare în cazul lungimilor foarte mici, căci adîncitura centrală a petei galbene este rotundă. La lungimi mai mari ca cele de pe figurile 61 efectul poate deveni mult mai pronunțat.

Este acest efect de natură fiziologică sau psihologică? Greu de spus. Credem că este totuși mai corect să-l considerăm de natură psihologică, chiar dacă are și o bază anatomo-fiziologică. În definitiv, orice efect psihologic trebuie să aibă la bază un efect fiziologic, material, mai mult sau mai puțin ascuns.

Scanned with OKEN Scanner

F. ILUZII DE APRECIEREA DIRECȚIEI (UNGHIULUI)

Liniile centrale ale figurilor 62 *a* și 62 *b* sînt riguros drepte, paralele. Impresia este totuși alta. La mijloc, unde se schimbă direcțiile liniilor laterale parcă apare o frîntură.

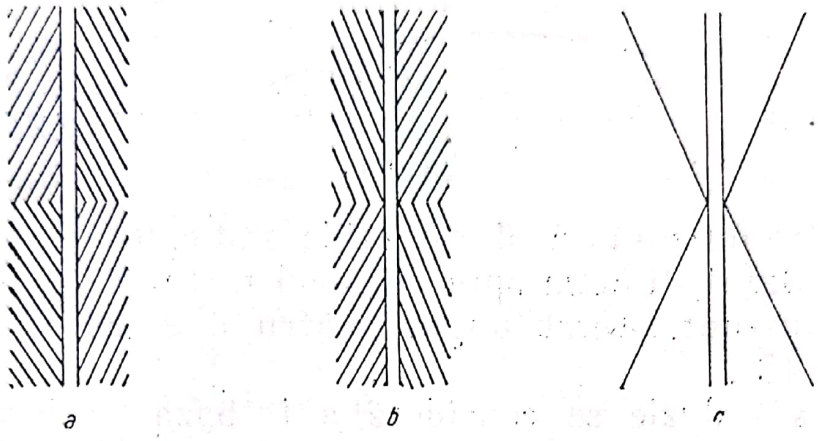


Fig. 62.

Direcția aparentă a unei linii centrale depinde de direcția liniilor laterale adiacente. În figura 62 *c* nu se observă frînturi ale liniilor centrale. Este deci esențial pentru producerea acestei iluzii să existe multe linii adiacente laterale. Esențial este și unghiul dintre liniile laterale și cele centrale. Cu un unghi prea mare nu apare efectul.

Se pare că este vorba și aici de un efect de contrast. Ochiul, preocupat de urmărirea liniilor laterale paralele între ele, trebuie să depună un efort pentru a urmări și o altă direcție, aceea a liniei centrale. Supraaprecierea acestui efort duce la supraaprecierea unghiului dintre liniile laterale și cea centrală.

G. ILUZII DE APRECIEREA DISTANȚEI.

Obiectele mai apropiate se văd mai bine, cele mai depărtate se văd mai neclar. Această legătură dintre distanță și calitatea vizibilității a intrat de mult în subconștientul nostru. Manifestîndu-se în mod mecanic, produce iluzii.

În condiții bune de vizibilitate, de exemplu, pe munte, subestimăm distanțele, iar pe timp de ceață sau cînd aerul e plin de firicele de praf, în crepuscul, le supraapreciem.

De obicei, în apropierea suprafeței Pămîntului, vederea este împiedicată de obiecte, praf etc., pe cînd vizibilitatea în sus spre cer nu este deranjată de nimic. Se pare că acesta este motivul pentru care bolta cerească deasupra noastră — însăși existența căreia este tot o iluzie — are raza orizontală

Scanned with OKEN Scanner

mai mare decît înălțimea. Pentru a caracteriza forma boltei cerești s-a determinat unghiul sub care se vede mijlocul distanței pe cer dintre zenit și orizont. Acest unghi este egal cu 22° (fig. 63). Rezultatul s-a obținut făcînd media unghiu-

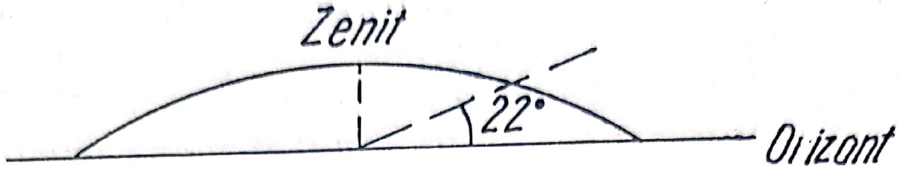


Fig. 63.

rilor dintre orizontală și direcțiile indicate de mai multe persoane drept direcția spre mijlocul distanței pe cer dintre zenit și orizont. Acest unghi pentru o emisferă ar trebui să fie de 45°.

Această iluzie se consideră a fi baza unei alte iluzii, tot atît de cunoscute. Diametrul discului solar sau lunar este mai mare în apropierea orizontului. Măsurătorile arată că este vorba de o iluzie. În realitate, unghiul sub care se vede diametrul discului solar sau lunar nu depinde de poziția pe cer a acestora.

Văzînd discul în apropierea orizontului sub același unghi ca și în apropierea zenitului, și considerîndu-l mai departe de noi — conform iluziei anterior amintite — sîntem nevoiți să-i atribuim un diametru mai mare. Desigur, toate acestea se întîmplă în subconștient ca la toate iluziile.

Discul solar, în apropierea orizontului mai este și deformat, turtit. Acesta nu este însă iluzie, ci un fenomen de refracție prin atmosferă, din cauza căruia imaginea discului este într-adevăr turtită, precum se poate constata prin fotografiere sau măsurătoare.

Ne oprim aici în prezentarea iluziilor optice, repetînd că nu poate fi scopul nostru epuizarea subiectelor pe care le abordăm.

18. INFORMAȚII OPICE FALSE SAU FALS INTERPRETATE

A. IMAGINI DEFORMATE

Revenim la problema discului solar deformat, abordată la sfîrșitul capitolului precedent. În legătură cu acest fenomen se pot pune mai multe întrebări. Este oare însăși Soa-

Scanned with OKEN Scanner

rele deformat? Categoric: nu! Dar sîntem atunci victimele unei iluzii optice? După cum am afirmat deja: nu. Înseamnă că informaţia optică, pe drumul pe care l-a parcurs pînă ce a ajuns la noi, a suferit o deformare produsă de vreun fenomen sau sistem optic. Ceea ce este posibil.

Noi nu vedem Soarele direct. Între noi şi Soare s-a intercalat un sistem optic, atmosfera. Acesta deformează imaginea Soarelui, iar noi o vedem pe aceasta. În cazul cînd discul solar se află foarte aproape de orizont imaginea transmisă într-adevăr nu este rotundă, ci turtită, deci ceea ce vedem este adevărul fără nici o iluzie. Desigur, dacă un astfel de fenomen numim iluzie optică sau nu, aceasta depinde de felul cum definim noţiunea de iluzie optică.

Stînd în faţa unei oglinzi vedem imaginea noastră virtuală — definită ca atare în optica geometrică, vezi capitolul 2 —, care se află într-adevăr în spatele oglinzii. A crede că stăm chiar noi acolo sau vreo altă fiinţă asemănătoare cu noi, este o greşeală de interpretare a informaţiei vizuale, nicidecum nu se poate încadra în categoria iluziilor optice. Rămîne valabilă această afirmaţie şi atunci cînd imaginea respectivă este mărită, micşorată sau chiar deformată.

Să ne oprim puţin asupra imaginilor deformate, adică asupra deformării lor. Cele mai cunoscute sînt imaginile date de oglinzi curbe.

Fie curba C urma oglinzii în planul schiţei. În figurile 64 curba este o dreaptă (cazul a), un cerc cu convexitatea spre obiect (cazul b), respectiv un cerc cu concavitatea spre obiect (cazul c).

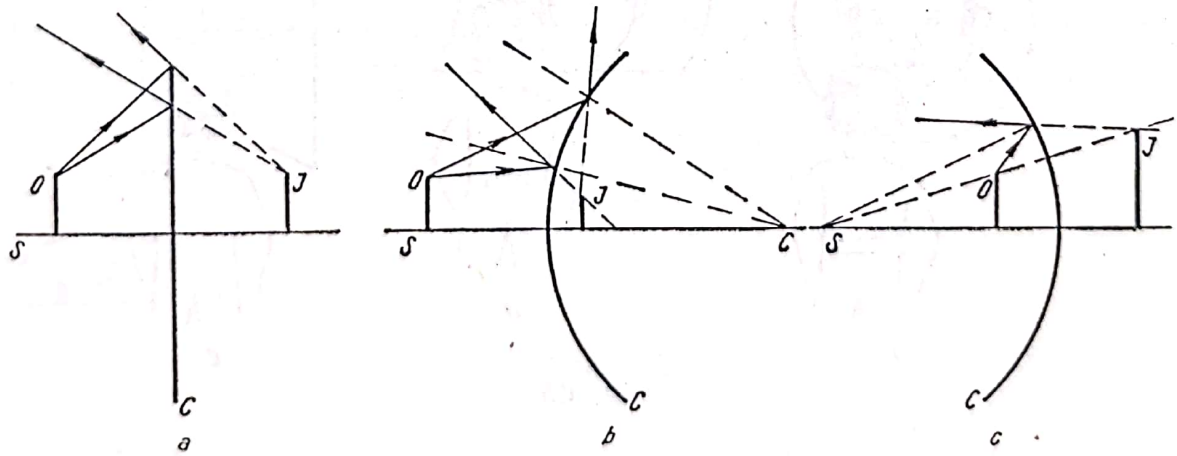


Fig. 64.

Razele care pleacă din punctul obiect O, în urma reflexiei pe aceste oglinzi, îşi vor continua drumul ca şi cum ar fi venit din punctul I, unde se întîlnesc prelungirile spre înapoi ale razelor reflectate. Punctul I este imaginea virtuală a

Scanned with OKEN Scanner

punctului *O*. Segmentul cu vîrful în *O* reprezentînd obiectul, cel cu vîrful în *I* va fi imaginea. În toate cele trei cazuri de mai sus imaginea este dreaptă. Mărimea imaginii este egală cu cea a obiectului (cazul a), mai mică (b), respectiv mai mare (c) decît aceasta.

Rotind figurile în jurul axei *S* obţinem condiţiile bine cunoscute ale oglinzii plane, sferice convexe şi sferice concave. Toate secţiunile acestor oglinzi, în plane care conţin axa, sînt identice. Este normal, fiindcă au fost obţinute prin rotirea unei singure secţiuni. Imaginile vor fi mărite sau micşorate în toate direcţiile în aceeaşi măsură, deci ele nu vor fi deformate.

Dacă însă oglinda are în plane diferite secţiuni de forme diferite, atunci ea va mări sau micşora în direcţii diferite în măsuri diferite, adică va deforma. Cele mai cunoscute astfel de oglinzi sînt cele cilindrice.

Secţiunile cilindrului paralele cu axa sînt drepte, iar cea într-un plan perpendicular pe axă este un arc de cerc. În direcţia paralelă cu axa cilindrului dimensiunea imaginii coincide cu cea a obiectului pe cînd în direcţie perpendiculară avem mărire sau micşorare.

Încercăm să ilustrăm cele spuse prin figurile 65, *a*, *b*, *c*. Toate cele trei oglinzi sînt concave. Oglinda a este sferică, b şi c sînt cilindrice, axa oglinzii b este orizontală, cea a oglinzii c este verticală.

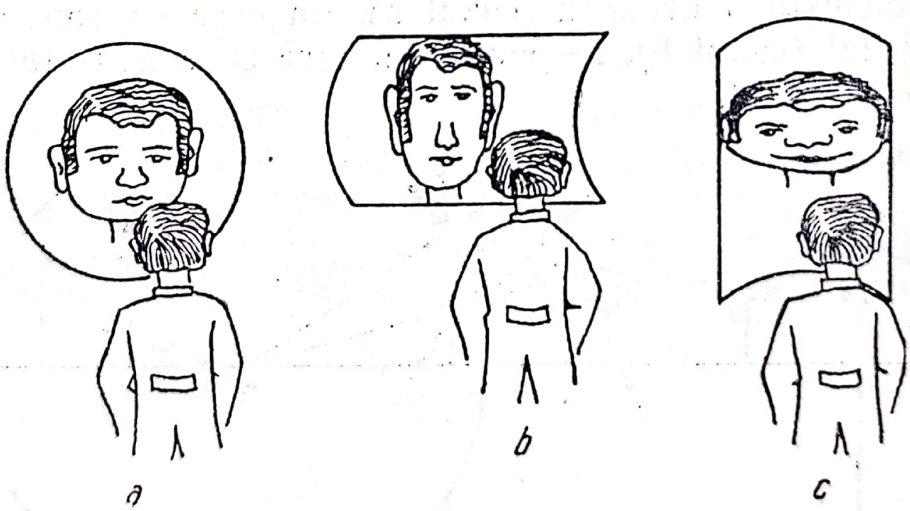


Fig. 65.

B. MIRAJUL

Uneori şi spectaculosul fenomen al mirajului este amintit sub titlul de iluzie optică. Fiindcă se vede „ceva ce nu există". În realitate însă imaginea văzută, adică fenomenul

Scanned with OKEN Scanner

de miraj există, și dacă există imaginea, trebuie să se găsească și obiectul. Desigur, obiectul nu se află acolo unde se vede imaginea lui. (Noi nu vedem obiectul.) Prin reflexii multiple, pe straturi de aer de temperaturi diferite de cele ale straturilor vecine, imaginea obiectului poate fi canalizată la distanțe foarte mari (fig. 66). Imaginea se răstoarnă la fiecare reflexie, deci imaginea finală va fi dreaptă sau răsturnată după cum numărul reflexiilor a fost par sau impar.

Suprafețele de reflexie nu trebuie să fie neapărat plane. Ele pot fi și curbe producînd eventual măriri ale imaginii și atunci imaginea poate să pară a fi mai aproape decît este obiectul.

Drumul parcurs de raza de lumină nu are neapărat formă în zig-zag cu segmente drepte între cîte două reflexii. Condițiile de temperatură variind în mod continuu, raza poate deveni și curbă.

Povestind de „fata morgana", fiecare martor ocular mai adaugă cîte ceva, exagerează cîte puțin, dar cert este că fenomenul există și, în principiu, este posibilă apariția lui în forme oricît de spectaculoase.

Desigur, cînd omul istovit „vede" în pustiu, undeva la orizont o fîntînă, aceasta nu trebuie să fie neapărat imaginea unei fîntîni adevărate, ci poate fi vorba și de o „halucinație optică" pe care însă nu trebuie să o confundăm cu fenomenul fizic al mirajului.

Mirajul face parte din experiența noastră de toate zilele, adică cel puțin de zilele de vară. Stratul de aer în imediata apropiere a asfaltului sau betonului unei șosele se încălzește foarte mult, devenind mult mai rară decît straturile

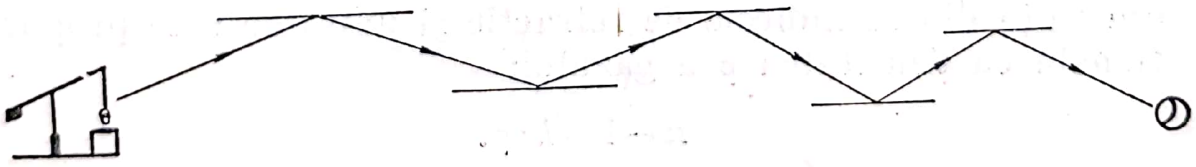


Fig. 66.

de deasupra. Pe suprafața de separație paralelă cu șoseaua și foarte aproape de ea — 1—3 cm — se produce reflexie foarte asemănătoare cu cea de pe suprafața apei. Impresia noastră este ca și cum șoseaua ar fi acoperită cu un strat de apă. Aceasta este într-adevăr o iluzie. Apropiindu-ne de locul respectiv, vedem suprafața sub un unghi mai mic față de normala ei, și iluzia dispare.

Scanned with OKEN Scanner

Ne mai oprim puțin asupra acestei dependențe a fenomenului de unghiul razelor de lumină față de normala suprafeței. La o oglindă obișnuită sau pe fața superioară a unui strat de apă — cînd indicele de refracție al oglinzii este mai mare ca indicele mediului în care se propagă raza de lumină — reflexia se produce la orice unghi. Alta este situația la o așa numită reflexie totală, care se poate produce la suprafața unui mediu cu indice de refracție mai mic decît cel al mediului în care se propagă raza sosită pe suprafață.

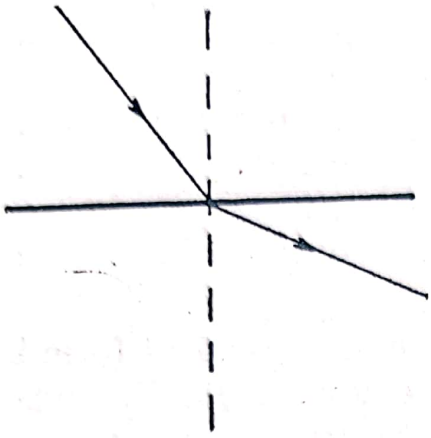


Fig. 67.

Conform legii lui Snellius-Descartes ($n_1 \cdot \sin \alpha_1 = n_2 \cdot \sin \alpha_2$), în caz de $n_1 > n_2$ avem $\alpha_1 < \alpha_2$, ca în figura 67. Unghiul α_2 de refracție nu poate fi însă mai mare decît 90°. Acestei valori a unghiului de refracție îi corespunde valoarea limită α_l a unghiului de incidență. Avem:

$$\sin \alpha_l = \frac{n_2}{n_1}.$$

În cazul unui unghi de incidență α_1 mai mare ca α_l, refracția nu se mai poate produce și întreaga rază de lumină se reflectă. La $\alpha_1 > \alpha_l$ avem deci reflexie „totală", mai perfectă ca de pe orice oglindă de argint. Cu scăderea unghiului de incidență — și de reflexie — devine posibilă și refracția și cantitatea reflectată scade rapid.

Este deci clar că la mirajul produs pe suprafața șoselei avem de a face cu reflexie totală. Într-adevăr, la gaze, diferența dintre indicele de refracție și unitatea este proporțională cu densitatea ρ a gazului:

$$n - 1 = k \cdot \rho.$$

Aceasta din urmă depinde însă de temperatură astfel:

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \gamma t},$$

unde ρ_0 este densitatea la temperatura $t = 0°C$, iar γ este coeficientul de dilatare termică al gazului.

În imediata apropiere a suprafeței fierbinți aerul este mai cald decît în rest, deci are densitatea mai mică și indicele de refracție mai mic.

Scanned with OKEN Scanner

19. CURCUBEUL

Nu este scopul lucrării de față să prezentăm și să analizăm pînă la epuizarea lor nenumăratele efecte luminoase atmosferice. Totuși, formulînd răspunsul la întrebările ce vedem?, cum vedem? — trebuie să ne ocupăm puțin și de aceste fenomene.

Am ales pentru studiu un singur exemplu: curcubeul de ordinul întîi, unul dintre cele mai cunoscute fenomene luminoase atmosferice. Avem pretenția că îl cunoaștem cu toții și totuși constatăm mereu manifestări șocante ale necunoașterii curcubeului. Ca element decorativ sau chiar în operele unor pictori renumiți, de valoare certă, apar des curcubee false, așa cum nu există și nici nu pot fi ele în natură. De obicei se exagerează lățimea ei relativă față de raza cercului din care face parte.

Curcubeul este un fenomen de refracție prin picăturile sferice de apă. Considerăm o rază de lumină ce intră în picătura de apă, reflectîndu-se în interior — această reflexie este numai parțială și nu totală! —, și părăsind picătura la următorul contact cu suprafața acesteia (fig. 68).

Unghiul α dintre raza incidentă și cea emergentă se calculează pe baza figurii din triunghiul haşurat:

$$r=i-r+\frac{\alpha}{2},$$

adică avem

$$\alpha=4r-2i=2(2r-i).$$

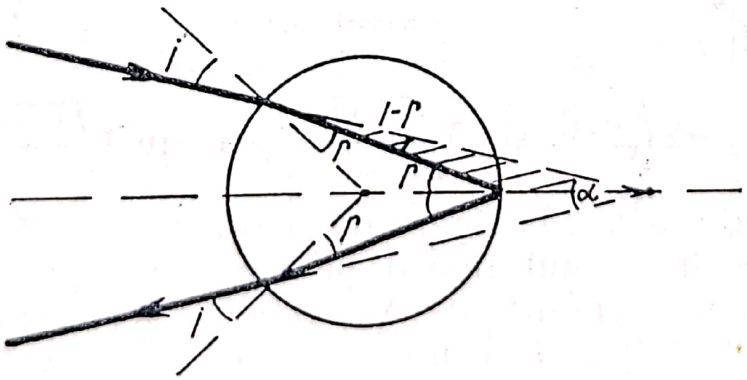


Fig. 68.

(Cu i am notat aici unghiul razei de lumină cu normala de incidență în aer, iar cu r unghiul respectiv în interiorul picăturii de apă).

Pe picătură nu sosește o singură rază, ci un întreg fascicul paralel (fig. 69). Unghiul de incidență i variază între 0° și 90°, iar unghiul de refracție r între valorile corespunzătoare prin legea Snellius și Descartes ($\sin r = 1/n \cdot \sin i$), adică între 0° și arc $\sin \frac{1}{n}$ = unghiul limită.

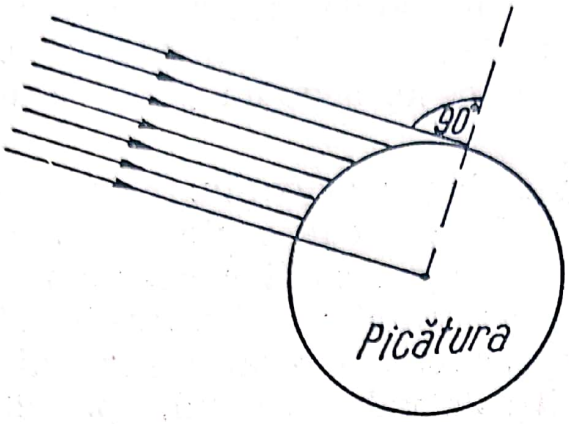


Fig. 69.

Unghiul α dintre raza incidentă și cea emergentă variază și ea. Exprimăm acest unghi în funcție de unghiul r de refracție:

$$\alpha = 4r - 2 \text{ arc sin } (n \cdot \sin r) =$$
$$= 2[2r - \text{arc sin } (n \sin r)].$$

La $r=0$, avem $\alpha=0$, apoi cu creșterea lui r va crește și α, panta creșterii fiind derivata:

$$\frac{d\alpha}{dr} = 2\left(2 - \frac{n \cdot \cos r}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 r}}\right).$$

Observăm că această derivată se poate anula. La anularea derivatei, creșterea lui α încetează, urmînd ca după maximul atins să scadă. Maximul se află la:

$$\frac{d\alpha}{dr} = 0, \text{ adică } \frac{n \cdot \cos r}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 r}} = 2.$$

Rezolvînd această ecuație trigonometrică, aflăm că maximul lui α se află la:

$$\sin r = \sqrt{\frac{4 - n^2}{3n^2}}, \text{ respectiv } \sin i = n \sin r = \sqrt{\frac{4 - n^2}{3}}$$

și este egal cu:

$$\alpha_m = 2\left(2 \text{ arc sin } \sqrt{\frac{4 - n^2}{3n^2}} - \text{arc sin } \sqrt{\frac{4 - n^2}{3}}\right).$$

Revenim acum la figura 69 și constatăm că razele paralele, sosite în planul figurii pe suprafața picăturii, sosesc toate sub unghiuri i diferite. Vor fi deci diferite și unghiurile r, deci și unghiurile α. În consecință, razele emergente din picătură vor pleca în direcții diferite. Razele care intră în picătură cu valoarea unghiului r cuprinsă într-un interval δr, vor părăsi picătura într-un interval unghiular:

$$\delta\alpha = \frac{d\alpha}{dr} \delta r.$$

Scanned with OKEN Scanner

Ce cantitate de lumină pleacă într-o direcție bine definită de unghiul α cu $\delta\alpha=0$? În general, $\delta\alpha=0$ este posibil numai pentru $\delta r=0$, adică atunci cînd lumina a sosit pe picătură sub forma unui fascicul de lărgime nulă. Această cantitate de lumină este nulă. În general, deci, în fiecare direcție bine definită pleacă cantitate nulă de lumină. Dar există o excepție: dacă $\frac{d\alpha}{dr}=0$, atunci putem avea $\delta\alpha=0$ chiar la $\delta r\neq 0$. Aceasta este situația la $\alpha=\alpha_m$. În această situație bine definită și unică pleacă flux finit de lumină.

O parte din lumina incidentă pe picătură se dispersează în toate direcțiile cuprinse între $\alpha=0$ și $\alpha=\alpha_m$, o parte însă pleacă din picătură tocmai în direcția $\alpha=\alpha_m$.

Valoarea acestui unghi depinde de indicele de refracție, iar acesta de lungimea de undă, adică de culoare (vezi capitolul 4). Componentele de diferite culori ale fasciculului alb de lumină incident pe picătură o vor părăsi pe aceasta cu preponderență în direcțiile date de unghiurile α_m respective. Direcțiile de preponderență ale diferitelor culori sînt diferite.

Folosind datele tabelelor trigonometrice și valorile indicelui de refracție al apei în cazul culorilor roșu și violet ($n_{roșu}=1{,}329$; $n_{violet}=1{,}344$) găsim următoarele unghiuri de preponderență:

$$\alpha_{m\ roșu}=42°42'$$

$$\alpha_{m violet}=40°44'.$$

Între cele două culori extreme ale spectrului vizibil avem, desigur, trecerea continuă de la o culoare la alta. Apare întreg spectrul, adică „toate culorile curcubeului".

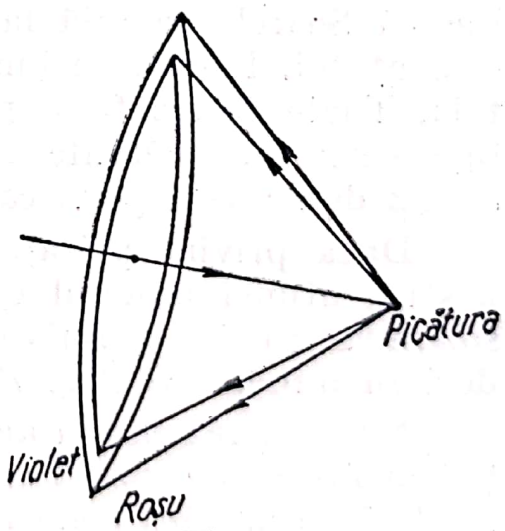


Fig. 70.

Cele descrise mai sus nu se întîmplă numai în planul figurii. Același fenomen are loc în toate planele ce conțin centrul sferei și sînt paralele cu razele solare. Totalitatea razelor ce pleacă sub același unghi α_m formează un con de această semideschidere în jurul unei axe paralele cu razele incidente (fig. 70).

A mai rămas să vedem cum se combină aceste fenomene individuale din fiecare picătură de apă în fenomenul de masă

al curcubeului? Toate picăturile norului sînt iluminate de fasciculul paralel al razelor solare (fig. 71). În fiecare picătură se produce fenomenul de mai sus.

În direcţia ce face unghiul $\alpha_{m\ roşu}$ cu direcţia razelor incidente pleacă raze roşii din toate picăturile şi ajungînd în ochiul unui observator produc impresia de parcă aceste picături de apă ar fi roşii. Toate picăturile roşii sînt văzute pe generatoarele conului de semideschidere $\alpha_{m\ roşu}$, cu centrul în ochiul observatorului, avînd ca axă raza de lumină din fasciculul solar ce trece prin ochiul observatorului.

Aceeaşi picătură poate trimite raze violete în ochiul unui observator şi raze roşii — sau de altă culoare — în ochiul altuia (fig. 72).

Înseamnă că fiecare observator vede alt curcubeu, dar toate sînt la fel. Raza curcubeului se vede sub unghiul de aproximativ 40°, iar lăţimea lui sub unghiul de circa 2°. Raportul dintre lăţimea şi raza unghiulară a curcubeului este deci în mod obligatoriu în jur de $\frac{2}{40}=\frac{1}{20}$. Alt raport nu există, nu este posibil, chiar dacă unor pictori decorativi li se pare că această lăţime este prea mică. Centrul curcubeului se află pe raza de lumină solară ce trece prin ochiul observatorului.

Problema reprezentării grafice a curcubeului este destul de dificilă. În figurile 73 *a* şi *b* încercăm să schiţăm cum se vede un curcubeu pe o fotografie sau pictură realizată corect. Considerăm că tabloul trebuie să fie privită de la distanţa *a*. Fie că Soarele se află la înălţimea unghiulară β deasupra orizontului. Razele de lumină fac deci unghiul β cu orizontala. Toate razele fiind paralele între ele, imaginile lor pe figură vor fi concurente într-un punct sub orizont la distanţa $a \cdot \operatorname{tg} \beta$ de aceasta (vezi capitolul 16).

Dacă privim peisajul, avînd Soarele chiar în spatele nostru, atunci punctul de concurenţă al imaginilor razelor solare va fi chiar pe linia verticală ce trece prin centrul pozei, deci în punctul *S* (fig. 73 *a*).

Ne vom rezuma la acest caz. Cazul mai general al direcţiei arbitrare de vizare se tratează în mod asemănător, dar implică o complicaţie substanţială a calculelor.

Considerăm acele puncte ale curcubeului care se văd sub unghiul α faţă de direcţia razelor solare directe. (Am văzut că trebuie să avem $\alpha_{m\ violet} \leqslant \alpha \leqslant \alpha_{m\ roşu}$, adică am considerat arcul de o anumită culoare din curcubeu). Imaginile acestora vor fi situate pe intersecţia cu planul imaginii a

Scanned with OKEN Scanner

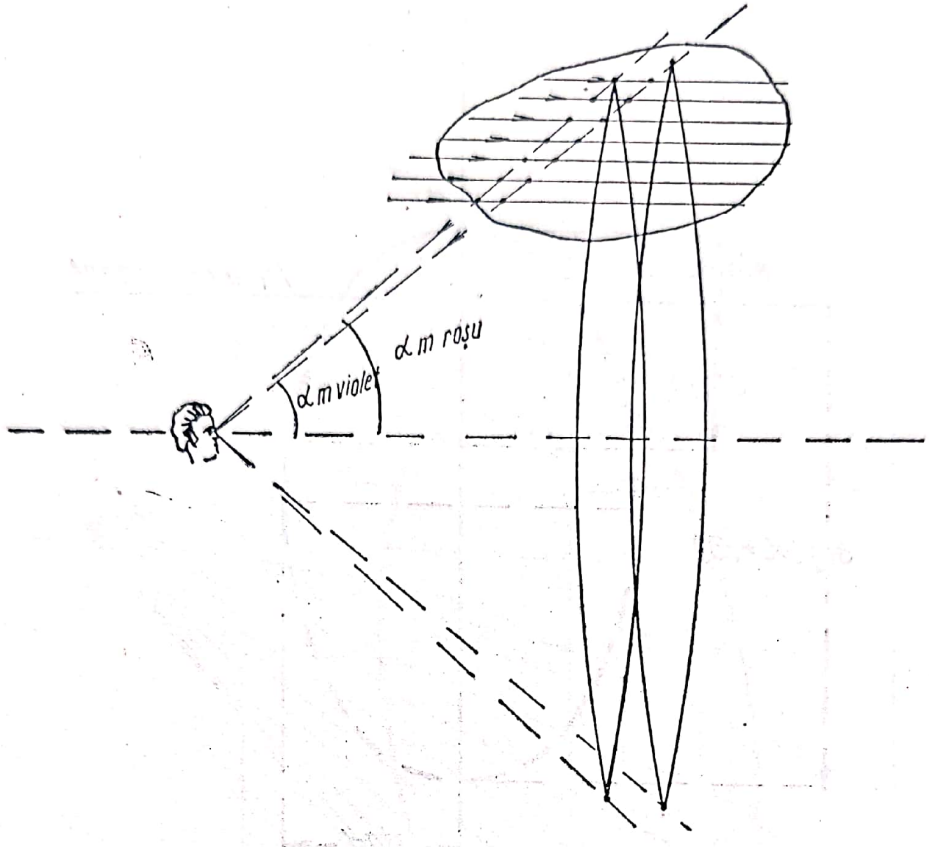


Fig. 71.

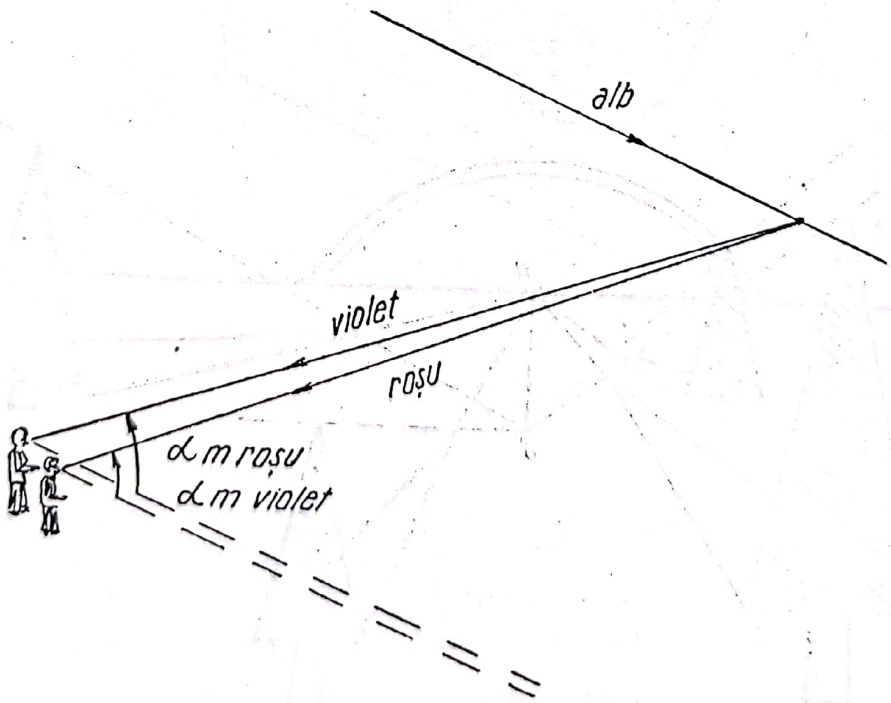


Fig. 72.

Scanned with OKEN Scanner

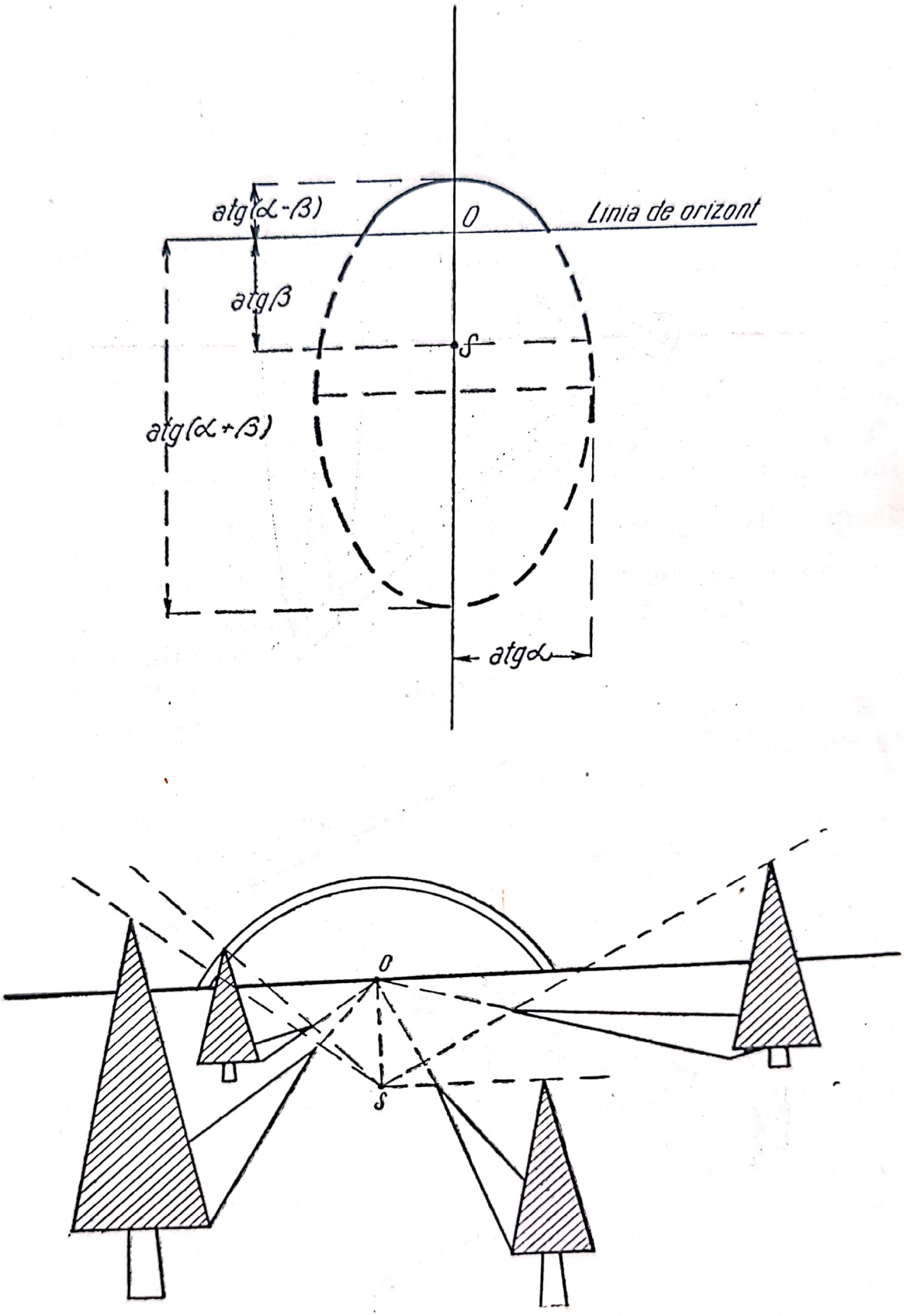


Fig. 73.

Scanned with OKEN Scanner

conului de semideschidere α în jurul razei solare ce trece prin ochiul observatorului (fig. 74).

Razele solare nu sînt normale pe planul pozei, considerat vertical, deci intersecţia conului cu planul imaginii nu

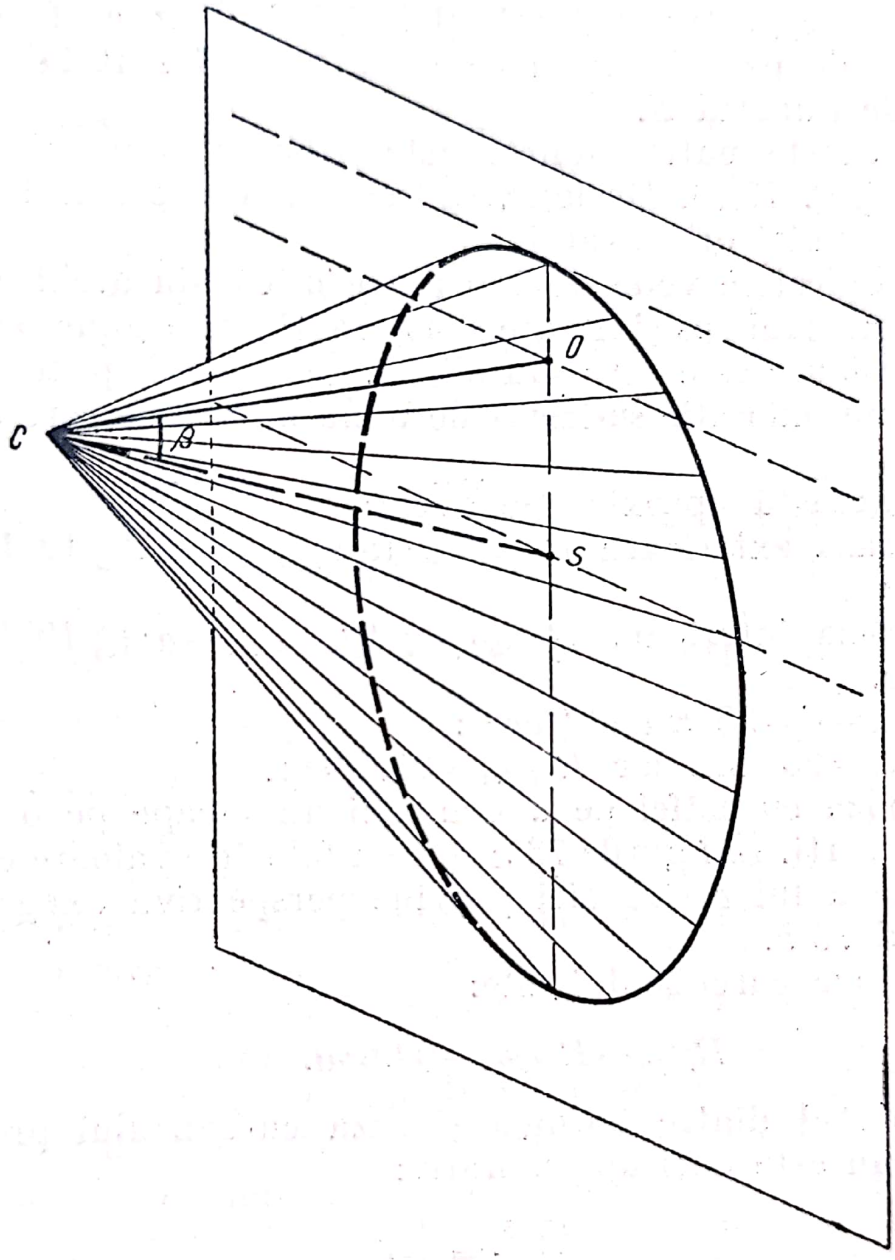


Fig. 74.

va fi cerc, ci elipsă. Axa mare a acestei elipse este orientată în direcţia dreptei OS, adică este verticală căci în planul normal al acesteia s-a întîmplat înclinarea axei conului faţă de normala planului, în urma căreia cercul s-a alungit în elipsă.

Toate punctele elipsei se văd din punctul de observare la distanţa unghiulară α de punctul S. (Punctul de observare se află la distanţa a de planul pozei pe normala acestuia ridicată în punctul O).

Scanned with OKEN Scanner

Punctul S văzîndu-se la distanța unghiulară β sub linia de orizont, punctul cel mai de sus și punctul cel mai de jos al elipsei vor fi situate la distanțele:

$$a \cdot \operatorname{tg}(\alpha - \beta) \text{ și } a \cdot \operatorname{tg}(\alpha + \beta),$$

deasupra, respectiv dedesubtul liniei de orizont (fig. 73 *a*). Punctele de pe orizontala ce trece prin S sînt la distanța $a \cdot \operatorname{tg} \alpha$ de punctul S.

Cu aceste patru puncte este ușor să construim elipsa căutată (fig. 73 *a*). Desigur, se vede numai cel mult partea deasupra liniei orizontului.

De obicei se vede doar o parte mică din arcul analizat și construit mai sus și nu are sens practic de a pune problema dacă acest arc este cerc sau elipsă. În general, putem considera cu aproximație suficient de bună un arc de cerc cu raza $a \cdot \operatorname{tg} \alpha$.

În această aproximație avem:

— raza exterioară $R_{roșu} = a \cdot \operatorname{tg} \alpha_{m\ roșu} = a \cdot \operatorname{tg} 42°42' = 0{,}92 \cdot a$

— raza interioară $R_{violet} = a \cdot \operatorname{tg}_{m\ violet} = a \cdot \operatorname{tg} 40°44' = 0{,}86 \cdot a$.

Cu $a = d = 25$ cm obținem:

$R_{roșu} = 23$ cm, iar $R_{violet} = 21{,}5$ cm.

O poză cu astfel de dimensiuni nu încape pe o pagină a acestei cărți. În figurile 73 *a* și *b* am folosit o valoare cu mult mai mică a lui a. De aici provine perspectiva exagerată a desenului 73 *b*.

Lățimea curcubeului este:

$$R_{roșu} - R_{violet} = 0{,}06 \cdot a.$$

Raportul dintre lățimea și raza curcubeului proiectat pe un plan este deci aproximativ:

$$\frac{0{,}06}{0{,}9} = \frac{1}{15}.$$

Problema desenării peisajului cu un curcubeu mai are o capcană: direcția umbrelor (fig. 73 *b*). Imaginile tuturor razelor se întîlnesc în punctul S. Imaginile umbrelor de pe un teren orizontal arată toate spre punctul O al orizontului pe verticala lui S. Pe de altă parte razele unesc punctele obiect cu umbrele lor. La desenarea figurii 73 *b* am ținut cont de toate acestea.

Analizînd cu atenție multe curcubee, se constată că în linii mari ele respectă prevederile teoriei geometrice prezen-

Scanned with OKEN Scanner

tate mai sus. Dar numai în linii mari. La o analiză amănunțită se constată că succesiunea culorilor curcubeului nu corespunde exact cu cea a culorilor spectrale. Culorile curcubeului seamănă cu cele spectrale, dar nu coincid cu ele. Este deranjată trecerea continuă de la o nuanță la alta și apar variații de intensitate de la o culoare la alta. Pe de altă parte, se mai pot observa contururi mai puțin clare decît ne-am aștepta după teorie.

Această ultimă deficiență poate avea un motiv geometric. Ipoteza că razele solare sînt perfect paralele este doar o aproximație. În realitate, Soarele nu este sursă punctiformă. Discul solar se vede sub un unghi de aproximativ $0{,}5° = 30'$. (Diametrul Soarelui $1{,}4 \cdot 10^6$ km; distanța Soare—Pămînt este $1{,}5 \cdot 10^8$ km, deci diametrul se vede sub unghiul $\frac{14}{1500} = \frac{0{,}93}{100}$ rad $\approx 30'$.) Razele solare de lumină nu au deci aceeași direcție, ci se grupează în jurul direcției medii în interiorul unui con de semideschidere $0{,}25° = 15'$. Este clar că prin această nedeterminare a direcției razelor solare curcubeul se spălăcește.

Rămîn însă celelalte amănunte încă neexplicate. În baza opticii geometrice nu le putem înțelege pe acestea. Posibilitățile opticii geometrice sînt deja epuizate în legătură cu acest subiect. Este evident că avem nevoie de un model mai bogat, de o teorie mai apropiată de realitate. Trebuie să ținem deci cont de proprietățile ondulatorii ale luminii.

Revenim la procesul individual de formarea curcubeului într-o singură picătură. Este evident că intervine și o limitare a fasciculului, deci trebuie să se producă fenomenul de difracție (vezi capitolul 5). Fasciculul incident se limitează de secțiunea circulară a picăturii. Direcțiile razelor emergente vor diferi de cele prezise de optica geometrică.

Legile geometrice ale curcubeului sînt independente de raza picăturii de apă. În schimb, fenomenul de difracție depinde de măsura limitării fasciculului. În cazul picăturilor mari difracția este neglijabilă în prima aproximație, pe cînd în cazul picăturilor foarte mici — de diametru sub 0,1 mm —, difracția este atît de esențială încît nu se mai recunosc prevederile opticii geometrice.

Nu avem posibilitatea de a intra în amănuntele teoriei de difracție a curcubeului, aparatura matematică complicată a acesteia nu ne permite acest lucru.

Ca informație istorică, amintim că teoria geometrică a curcubeului a fost dată de Descartes în jurul anului 1640.

Scanned with OKEN Scanner

Bazele teoriei ondulatorii a curcubeului se datoresc lui Airy, astronom englez care a trăit în secolul trecut.

Nici prin lămurirea acestor amănunte nu s-a terminat studiul curcubeului. Se constată că imaginea reflectată a curcubeului depinde de orientarea suprafeței reflectante, adică de cea a planului de incidență. Felul cum razele de lumină provenite de la curcubeu se reflectă, depinde de orientarea planului de incidență. Se spune că această lumină este polarizată sau, cel puțin, parțial polarizată.

De această proprietate a luminii n-am ținut cont în modelul pe care l-am prezentat. Trebuie să ne mai perfecționăm teoria.

20. REVENIRE LA MAREA CONTROVERSĂ DIN ISTORIA OPTICII

Trebuie să reluăm încercările noastre, din capitolul 3. de a răspunde la întrebarea: ce este lumina? Sîntem obligați să facem acest lucru dacă vrem să continuăm înțelegerea din ce în ce mai profundă a fenomenelor optice, să relevăm și să folosim în interpretările noastre tot mai multe proprietăți ale luminii.

La sfîrșitul capitolului precedent ne-am lovit de proprietatea de polarizare a luminii, respectiv de fenomenul caracteristic luminii că ea poate prezenta proprietăți diferite în plane diferite ce o conțin. Dar să vedem mai întîi istoricul problemei.

Căutînd răspunsul la problema pusă de filozoful danez Erasmus Bartholin, care în 1669 a descoperit că un mineral transparent — spatul de Islanda — scindează în două razele ce trec într-o anumită direcție prin el, Huygens și Newton au ajuns să pună deopotrivă problema: cum se propagă undele de lumină? Huygens, folosindu-se de principiul ce-i poartă numele, a reușit să explice corect fenomenul ce-l cunoaștem astăzi sub numele de polarizarea luminii, în afară de un singur amănunt: de ce cele două raze obținute prin scindare nu se comportă la fel atunci cînd cristalul este rotit în jurul razei de lumină incidente? Huygens n-a reușit să formuleze explicația acestui fenomen pentru motivul că el

Scanned with OKEN Scanner

considera unda de lumină o undă longitudinală, deci credea că oscilațiile se produc în direcția de propagare a luminii. Dacă în rest nu, în această parte a problemei Newton era mai aproape de realitate presupunînd că razele de lumină trebuie să aibă anumite proprietăți transversale.

Fenomenul polarizării a fost interpretat corect mult mai tîrziu, datorită lucrărilor lui Etienne Malus (secolul al XVIII-lea) și ale altor gînditori.

Această întîrziere a teoriei ondulatorii în interpretarea corectă a fenomenelor, despre care am mai vorbit în capitolul 4, a contribuit în mare măsură la faptul că timp atît de îndelungat a predominat teoria corpusculară a lui Newton.

Explicația ondulatorie a polarizării este extrem de simplă: lumina este undă transversală. Aceasta înseamnă că vibrațiile luminoase sînt perpendiculare pe direcția de propagare. În lumina (liniar) polarizată vibrațiile sînt toate conținute într-un singur plan. Lumina naturală — nepolarizată — constă dintr-un amestec haotic de componente polarizate. Acest amestec este simetric față de rotații în jurul razei.

Ipoteza undelor luminoase transversale se lovește de o dificultate principială: se știe că undele transversale — elastice — se pot propaga numai prin medii solide. (Prin gaze și lichide se pot propaga numai undele longitudinale cum ar fi, de exemplu, sunetul.) Cu cît viteza de propagare a undelor transversale este mai mare cu atît rigiditatea solidului trebuie să fie mai mare.

Viteza enormă a undelor luminoase — transversale — ar cere ca mediul suport al acestora — renumitul „eter“ din istoria fizicii — să aibă proprietățile unui solid extrem de rigid. Cum s-ar mai putea deplasa corpurile prin acest mediu, prin „eter“?

Spectaculoasele succese ale teoriei ondulatorii fac ca pentru un timp să se uite de această dificultate.

Este evident — fără să fim nevoiți să intrăm în amănunte — că teoria reflexiei și refracției undelor transversale poate să prevadă variații ale proprietăților de reflexie și refracție în funcție de orientarea planului de vibrație față de planul de incidență. Astfel, se pot explica perfect proprietățile de polarizare ale razelor provenite de la curcubeu și observațiile lui Bartholin citate la începutul acestui capitol. Pentru explicarea acestora din urmă, adică a fenomenului numit birefringență, trebuie să se admită că spatul de Islanda are două feluri de indici de refracție: indicele ordinar și indicele extraordinar.

Scanned with OKEN Scanner

Aceasta însă este mai degrabă numai descrierea faptelor decît o teorie a lor. Atribuirea mediilor — birefringente sau monorefringente — unor indici de refracţie în aşa fel încît prin aceştia să devină posibilă descrierea faptelor experimentale, nu are nici o legătură cu o concepţie despre structura mediului respectiv chiar dacă s-au observat deja legături dintre simetria cristalină şi proprietăţile optice ale mediului.

Are importanţă epocală — şi nu numai în această privinţă — descoperirea naturii electromagnetice a luminii. Undele electromagnetice sînt transversale şi nu au nevoie de suport material — eter — pentru a se putea propaga, deci dificultăţile legate de proprietăţile eterului cad automat.

Pe de altă parte, apar noţiuni ca atomi, electroni etc. şi ia avînt studiul structurii mediilor materiale. Electrodinamica descrie în mod precis felul cum acţionează cîmpul electromagnetic asupra electronului din mediu, deci legătura dintre structura electronică a mediului şi proprietăţile lui optice nu mai este pur descriptivă, ci într-adevăr teoretică.

Astfel, în „reabilitarea“ teoriei ondulatorii rolul important îl au marii experimentatori şi teoreticieni ai secolului al XIX-lea: Faraday, Maxwell şi Hertz. Ei, după cum prea bine se ştie, nu se ocupau de optică, ci de electricitate şi magnetism. După ce Hans Oersted a declanşat un şir întreg de experimente în urma cărora s-au putut afirma: fenomenele electrice şi magnetice precum şi cele luminoase au acelaşi fond material, Michael Faraday, marele experimentator englez, a constatat că planul de polarizare al razei de lumină „este rotit de un cîmp magnetic“. După cîţiva ani Weber a măsurat viteza de propagare a undelor electromagnetice în vid şi a găsit că este egală cu cea a luminii (aceasta a fost determinată în mod foarte ingenios de astronomul danez Olaf Römer în 1676). Deşi rezultatul lui Weber mai trebuia verificat, precizia lui trebuia mult sporită, James Clarck Maxwell nu s-a ferit să afirme: lumina este şi ea o undă electromagnetică.

Este acesta un rezultat definitiv sau provizoriu?

Că lumina este undă electromagnetică — este un rezultat definitiv. Un adevăr absolut. Ce proprietăţi mai are lumina, adică unda electromagnetică dintr-un interval spectral îngust, în afară de cele ondulatorii? Ce este de fapt cîmpul electromagnetic? La aceste întrebări nu există răspunsuri definitive. Procesul cunoaşterii este infinit.

Curînd s-au descoperit noi fenomene şi legi — cum ar fi, de exemplu, cele ale radiaţiei corpului absolut negru sau

Scanned with OKEN Scanner

cele ale efectului fotoelectric — care nu puteau fi încadrate în modelul ondulatoriu. Max Planck în 1900 a fost nevoit să admită că lumina nu se emite şi se absoarbe în mod continuu, ci în „doze", cuante de energii proporţionale cu frecvenţa

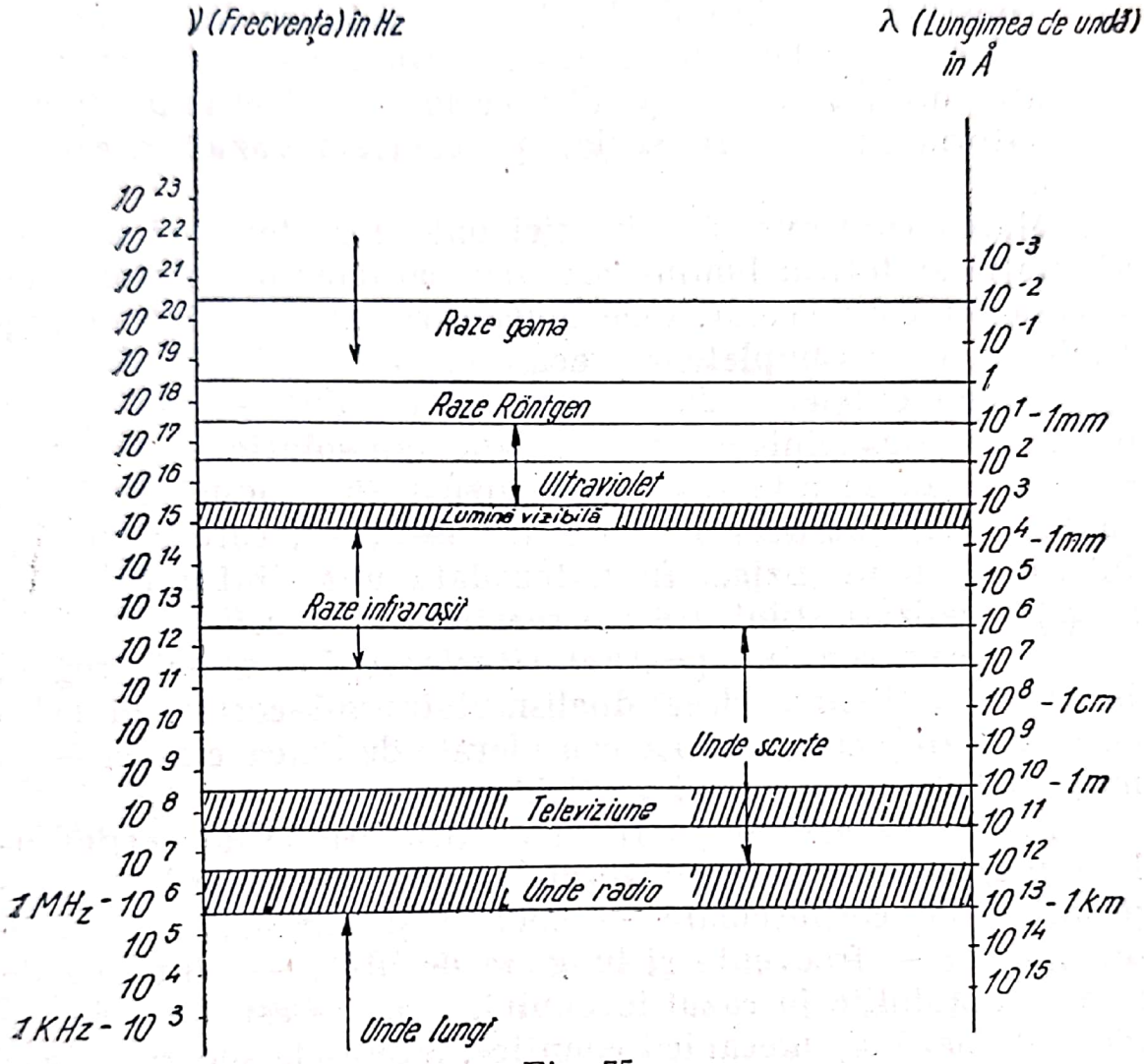


Fig. 75.

luminii: $\varepsilon = h\nu$. Albert Einstein face pasul următor (1905) observînd că interpretarea faptelor experimentale cere ca cuantelor lui Planck să li se atribuie caracter de particulă. Lumina constă deci din particule — numite fotoni — de energie $\varepsilon = h \cdot \nu$.

Şi în felul acesta ne-am întors la natura corpusculară a luminii, dar la un nivel cu totul altul decît cel pe care l-am cunoscut la Newton.

În electrodinamica clasică se demonstrează că unda electromagnetică, pe lîngă energie, mai transportă —, respectiv posedă — şi impuls. Impulsul corespunzător energiei W este egal cu:

$$g = \frac{W}{c},$$

unde c este viteza luminii. Impulsul fotonului rezultă a fi:

$$g = \frac{\varepsilon}{c} = \frac{h \cdot \nu}{c} = \frac{h}{\lambda}.$$

Constatăm că impulsul fotonului este invers proporțional cu viteza undelor luminoase. Tocmai această proporționalitate inversă este condiția compatibilității modelului ondulatoriu cu cel corpuscular, precum am văzut în capitolul 3.

Marea controversă a istoriei opticii se termină deci cu afirmația sintetică: lumina are atît caracter ondulatoriu cît și caracter corpuscular. Cele două caractere nu sînt în contradicție, ci se completează reciproc.

Evenimentele — descoperirile și teoriile — care pentru optică au adus „liniște și pace", adică au soluționat polemici foarte vechi, în alte ramuri ale fizicii au produs revoluție. Astfel a început dezvoltarea fizicii cuantice, care a cuprins întreaga gîndire fizică, fiind totodată una dintre cele mai măreție realizări științifice ale secolului nostru.

În acest sens un pas hotărîtor face Louis de Broglie, în 1924, extinzînd ideea dualismului undă-corpuscul și la entități fizice care au fost considerate de fizica clasică — în mod unilateral — numai particule.

Astfel, electronul pe lîngă proprietățile sale corpusculare mai are și proprietăți ondulatorii. Legăturile dintre proprietățile corpusculare — energie și impuls, — și cele ondulatorii — frecvență și lungime de undă — sînt cele de mai sus, stabilite în cazul fotonului. Aceasta este una dintre ideile de bază ale mecanicii cuantice. Succesele spectaculoase ale mecanicii cuantice nu lasă nici o îndoială referitoare la natura dublă a microparticulelor.

21. MICROSCOPUL ELECTRONIC ȘI LUNETA DE INFRAROȘU

Ochiul nostru este sensibil numai pentru un interval foarte îngust pe scara lungimilor de undă ale undelor electromagnetice, cam de la 380 nm pînă la 780 nm (v. fig. 75). Întîmplarea fericită face că tocmai pentru aceste lungimi

Scanned with OKEN Scanner

de undă avem la dispoziție multe materiale transparente — sticle — din care putem confecționa lentile și astfel este posibilă optica în sensul de azi al cuvîntului.

Din punctul de vedere al puterii separatoare — calitatea principală a microscopului — ar fi mai avantajos să lucrăm însă cu lungimi de undă mai mici. Am arătat deja — vezi capitolul 10 — că distanța minimă dintre două puncte separabile cu un microscop al cărui obiectiv are apertura A este:

$$s = \frac{0{,}6 \cdot \lambda}{A},$$

adică proporțională cu lungimea de undă folosită.

Pentru a îmbunătăți puterea separatoare ar trebui să folosim lungimi de undă mai mici. Dar, ochiul nostru nefiind sensibil pentru acestea, dispozitivele — microscoapele — de acest gen se complică prin necesitatea transformării informației într-o formă vizibilă. Prin această transformare s-ar pierde o parte din informație. Ar merita să ne încurcăm cu toate aceste complicații și pierderi numai dacă surplusul de informație — de pe aceeași suprafață obiect — ar fi suficient de mare. Ne îndreptăm deci atenția spre lungimile de undă foarte mici: domeniul ultravioletului îndepărtat și cel al razelor Röntgen. Transformarea imaginii invizibile într-una vizibilă se poate realiza cu un ecran fluorescent ca, de exemplu, la aparatele Röntgen medicale.

Apare însă o dificultate neînvinsă pînă azi: nu găsim materiale din care să confecționăm lentilele necesare. Nu putem deci dezvolta o optică Röntgen analoagă cu cea vizibilă. Menționăm că la aparatele Röntgen medicale pe ecranul fluorescent nu se proiectează imagini, ci doar umbre.

S-a descoperit însă un drum mult mai promițător: exploatarea naturii ondulatorii a fasciculelor electronice. În ce privește microstructura lor, a dispărut diferența esențială dintre radiațiile și fasciculele de particule. Ambele au atît proprietăți de undă cît și proprietăți de particulă.

Lungimea de undă a undei asociate electronilor de impuls $m \cdot v$ este:

$$\lambda = \frac{h}{m \cdot v}.$$

Energia particulelor accelerate cu o tensiune U este dată de relația:

$$\frac{m \cdot v^2}{2} = e \cdot U,$$

Scanned with OKEN Scanner

care exprimă egalitatea energiei cinetice a electronului cu lucrul mecanic al cîmpului electric în timpul procesului de accelerare. (Cu e am notat sarcina electronului.)

Viteza în funcție de tensiune este deci:

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot U}{m}},$$

iar lungimea de undă

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meU}} = \frac{h}{\sqrt{2em}} \cdot \frac{1}{\sqrt{U}}.$$

Prin înlocuirea valorilor numerice a constantei lui Planck (h), a masei m a electronului și a sarcinii elementare e, obținem:

$$\lambda = \frac{12{,}25}{\sqrt{U}} \text{ Å} = \frac{1{,}225}{\sqrt{U}} \text{ nm}.$$

($1 \text{ Å} = 10^{-10}$ m, este o unitate de lungime veche, tolerată, numită Angström.)

Folosind o tensiune de accelerare de 15 kV, obținem:

$$\lambda = 0{,}1 \text{ Å} = 0{,}01 \text{ nm}.$$

Comparînd această valoare cu lungimea de undă medie din domeniul vizibil ($\lambda = 500$ nm), găsim că raportul lor este de 50 000. Puterea separatoare ar trebui să se mărească tot în acest raport.

Dar se pune problema: cum confecționăm lentile pentru aceste fascicule? Nu din substanțe, ci din cîmpuri electrice și magnetice. Acestea pot devia fasciculele electronice. Lentilele microscoapelor electronice se realizează prin sisteme de electrozi sau bobine, surse de cîmpuri electrice, respectiv magnetice. Aceste sisteme sînt astfel calculate încît cîmpurile lor să acționeze asupra fasciculelor eletronice în mod asemănător cu felul cum acționează lentilele pe fasciculele de lumină.

Și acum urmează marea decepție: aceste lentile, din punctul de vedere al perfecțiunii „seamănă mai mult cu o picătură de apă, decît cu un obiectiv de microscop“, spunea D. Gabor în discursul său rostit cu ocazia înmînării premiului Nobel pentru fizică pe anul 1971.

În 1947, an de mare importanță în istoria fizicii pentru descoperirea holografiei de către Dennis Gabor, un obiectiv de microscop electronic cu apertura numerică în jur de $A = \frac{5}{1000}$ era considerată ca performanță (față de valori ca

Scanned with OKEN Scanner

$A \approx 1$ în optică). Numai la această apertură era aberația de ordinul de mărime al petei de difracție. Dacă am dubla apertura, raza petei de difracție s-ar reduce la jumătate dar aberația ar crește de $2^3 = 8$ ori. (Principalul defect al lentilelor, aberația de sfericitate este proporțională cu puterea a treia a razei diafragmei de apertură.) Deci trebuie să rămînem cu valoarea de mai sus.

Aceasta înseamnă o distanță minimă de separare egală cu:

$$s = \frac{0{,}6 \cdot \lambda \cdot 1000}{5} = 120 \cdot \lambda,$$

deci cu lungimea de undă de $\lambda = 0{,}1$ Å de mai sus avem $s = 12$ Å.

Degeaba am înainta pe drumul micșorării lungimii de undă prin mărirea tensiunii, căci îmbunătățirea provenită de aici este compensată prin creșterea dificultăților la confecționarea lentilelor, deci prin înrăutățirea acestora.

În baza unor calcule teoretice s-a considerat atunci drept limită a puterii separatoare, ce se va putea obține cu un microscop electronic, valoarea $s = 4$ Å. „Este supărător" — considera Gabor — „să fim opriți chiar aici, atît de aproape de $s = 2$ Å cu care putere separatoare am putea deja să vedem structura atomului".

Cu trecerea anilor, aceste considerații s-au dovedit în parte eronate — spre marea satisfacție a fizicienilor care lucrează în acest domeniu. Nu trebuie să se renunțe la încercările de îmbunătățire ale microscopului electronic. Astfel, profesorul Hatsujiro Hashimoto, de la Universitatea din Osaka, a efectuat cu succes în 1976, pentru prima dată în istoria fizicii, fotografierea structurii interne a atomului, pe această cale. Puterea separatoare a microscopului utilizat de savantul japonez era de 2,4 Å cu care a înregistrat imagini ale atomului de aur, nucleul căruia are circa 3 Å în diametru.

În acest domeniu a lucrat și D. Gabor cînd în 1947 drept soluție pentru problema îmbunătățirii puterii separatoare a microscopului electronic a propus o metodă nouă: holografia.

Scopul nu și l-a atins, îmbunătățirea holografică a microscopului electronic nu i-a reușit, dar a descoperit în schimb o nouă metodă de înregistrare a informației optice pe care a denumit-o holografie. (Nu este acesta nici primul, și credem, nici ultimul caz din istoria științei cînd s-a căutat un lucru și s-a găsit altceva.) Ne vom ocupa de această problemă în capitolele ce urmează.

Scanned with OKEN Scanner

Totuși, înainte de a trece la prezentarea holografiei, mai facem un popas, scurt de tot, pentru a vorbi despre lunetele care folosesc radiațiile infraroșii. Precum am afirmat la începutul acestui capitol, din punctul de vedere al puterii separatoare este mai avantajos să se lucreze cu radiații cu lungimi de undă mai mici. Dar radiația infraroșie avînd lungime de undă mai mare ca lumina vizibilă, ce dorim de la ea?

Radiația infraroșie are proprietăți esențial diferite de cele ale radiației vizibile. Razele infraroșii se propagă prin ceață cu mult mai bine decît cele vizibile. Acestea sînt difuzate într-o măsură mult mai mică și asigură astfel vizibilitate prin ceață. Pe de altă parte diferă și condițiile de iluminare. Se poate întîmpla ca un obiect să fie complet întunecat din punctul de vedere al luminii vizibile, dar suficient de iluminat sau chiar sursă de lumină în infraroșu. Radiația infraroșie permite deci vizibilitate în întuneric.

Există însă inconvenientul că la aceste raze ochiul nostru nu este sensibil, trebuie deci rezolvată problema transformării imaginii infraroșii în imagine vizibilă.

Imaginea infraroșie nu o putem transforma direct în imagine vizibilă cu ajutorul unui ecran luminescent. Printr-o astfel de transformare lungimea de undă totdeauna crește, deci, în cazul nostru, ne-am îndepărta și mai mult de domeniul vizibil. Acesta fiindcă energia fotonului este invers proporțională cu lungimea de undă, iar energia unui foton emergent este întotdeauna numai o parte din energia fotonului incident.

Imaginea infraroșie dată de obiectivul lunetei va fi proiectată pe o suprafață pe care radiația respectivă poate produce efect fotoelectric extern. Din suprafață se eliberează electroni cu densitate proporțională cu iluminarea. Imaginea infraroșie s-a transformat astfel într-una electronică. Un sistem de lentile electronice accelerează electronii și proiectează o imagine electronică mărită pe un ecran luminescent — ca la televizor. Imaginea optică apărută pe acest ecran va fi privită printr-o lupă (ocular).

Energia fotoelectronului, la început, este mai mică decît a fotonului infraroșu, urmează însă accelerarea acestui fotoelectron. Pînă la ecranul fluorescent el obține suficientă energie pentru a putea produce un foton vizibil.

Desigur, aceste transformări succesive fiecare mai reduce puterea separatoare care era destul de slabă deja de la început din cauza lungimii de undă mari a radiației infraroșii.

Scanned with OKEN Scanner

22. INFORMAȚIA OPTICĂ ASCUNSĂ

Reluăm experiența fundamentală a opticii: formarea imaginii cu o lentilă convergentă — vezi capitolul 2, figura 5. Informația optică din planul obiect — adică o parte din ea — se transformă în informație din planul imagine. Informația conținută în această imagine este accesibilă ochilor noștri, ea se vede.

Mutăm acum ecranul imediat după lentilă (sau după planul imagine departe de acesta). Aici nu se vede decît o pată luminoasă. Există aici oare informație despre obiect?

Neapărat trebuie să existe căci ea traversează această secțiune în drum spre imagine! Informația este însă ascunsă pentru noi. Ochii noștri nu au capacitatea de a citi informația astfel „codificată". De ce? Cum este prezentă informația într-un plan diferit de un plan imagine?

Aceasta era problema ce-și punea un elev budapestan de 17 ani, D. Gabor, cu vreo 30 de ani înainte de descoperirea holografiei și cam cu 54 ani înainte ca el să obțină premiul Nobel pentru descoperirea ce-și are germenii în această întrebare atît de semnificativă.

Informația vizibilă cu ochiul este prezentă sub forma variațiilor de intensitate luminoasă sau de iluminare în planul imaginii. Imaginea constă din contraste de intensitate, adică de amplitudine. În anumite părți, amplitudinea excitației luminoase este mai mare, în altele mai mică.

Încercăm să înțelegem felul cum este prezentă informația într-un plan diferit de planul imagine, de exemplu, imediat după lentilă. Contraste de amplitudine nu se observă aici. Raționînd în stilul primitiv al opticii geometrice am putea spune că direcția de propagare conține informația. Nu este interesantă cantitatea de lumină din cîte un element de suprafață al acestei secțiuni, ci direcțiile în care se propagă lumina cînd traversează acest element. Informația constă din aceea că „raza" ce traversează secțiunea în planul respectiv vine dinspre un anumit punct obiect și se îndreaptă spre punctul imagine corespunzător. Desigur, aceste direcții nu se văd pe un ecran iluminat și informația rămîne ascunsă.

Am arătat deja în cadrul opticii clasice că optica geometrică operînd cu „raze de lumină" este un model prea primitiv pentru a ne ajuta la deslușirea aspectelor mai fine ale problemei transformării informației optice. Să inter-

Scanned with OKEN Scanner

pretăm noţiunea de direcţie de propagare în traversarea unei secţiuni, în limbajul opticii ondulatorii.

Considerăm o secţiune S traversată de o undă plană odată în direcţia normalei secţiunii (figura 76 a) şi altădată într-o direcţie ce face unghiul α cu normala (figura 76 b).

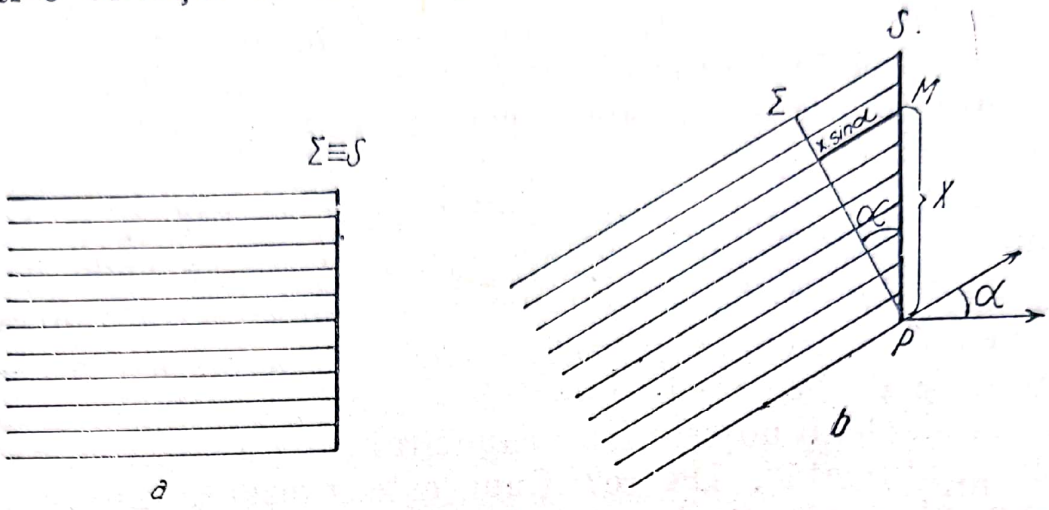


Fig. 76.

În primul caz planul de undă este paralel cu secţiunea, în al doilea caz el face unghiul α cu acesta. Planul de undă fiind locul geometric al punctelor în care unda are aceeaşi fază, în primul caz faza undei este aceeaşi în toate punctele secţiunii. În al doilea caz, într-un punct M la distanţa x de la linia de intersecţie a planului de undă cu secţiunea considerată, avem o diferenţă de fază $-\frac{2\pi}{\lambda}\cdot x\cdot \sin\alpha$ faţă de punctele planului de undă, adică faţă de punctele secţiunii de la linia de intersecţie cu planul de undă. Această diferenţă de fază corespunde diferenţei de drum $x\cdot\sin\alpha$ (vezi figura 76 b).

Dacă în punctul P de pe figură, adică în toate punctele planului Σ faza este $\Phi(P)$, atunci în punctul M vom avea:

$$\Phi(M)=\Phi(P)-\frac{2\pi}{\lambda}\cdot x\cdot\sin\alpha.$$

Noţiunea de fascicul paralel — sau de undă plană — ce se propagă în direcţia ce face unghiul α cu normala în planul figurii, se reprezintă prin această variaţie liniară a lui Φ în funcţie de x. Liniile de aceeaşi fază în planul secţiunii S sînt drepte perpendiculare pe planul figurii.

Este necesar pentru cele ce urmează să descriem în acest limbaj al variaţiei de fază şi un fascicul divergent ce pleacă dintr-un punct obiect, adică o undă sferică cu centrul în acest punct 0. Studiem variaţia fazei undei într-o secţiune

Scanned with OKEN Scanner

S aflată la distanța p de la punctul obiect. Proiecția punctului O pe secțiunea S o notăm cu P (fig. 77).

Este evidentă simetria față de rotații în jurul axei OP. Faza undei într-un punct M depinde numai de distanța r a acestui punct de punctul P. Locurile geometrice ale punc-

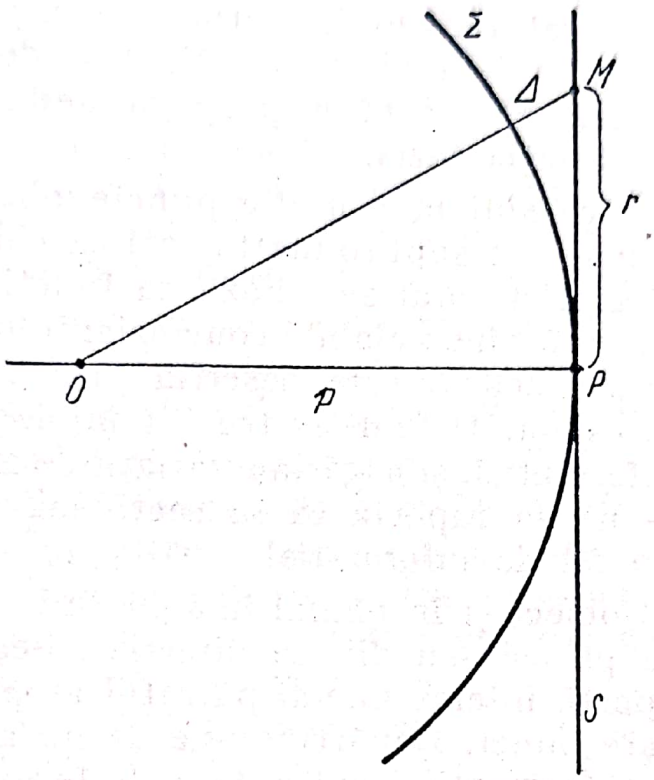


Fig. 77.

telor de aceeași fază în planul S vor fi niște cercuri concentrice cu centrul în P. (Aceste cercuri sînt tocmai intersecțiile suprafețelor sferice de undă cu planul S).

Notînd cu $\Phi(P)$ faza din punctul P — la un anumit moment —, faza în M — în același moment — va fi:

$$\Phi(M)=\Phi(P)-\frac{2\pi}{\lambda}\Delta,$$

unde Δ este distanța punctului M de la sfera Σ pe care se află punctul P. Conform unei proprietăți geometrice elementare avem:

$$\Delta(2p+\Delta)=r^2$$

și cum Δ este foarte mic față de distanța $2p$, vom avea:

$$\Delta=\frac{r^2}{2p},$$

deci expresia definitivă a fazei va fi

$$\Phi(M)=\Phi(P)-\frac{2\pi}{2}\cdot\frac{r^2}{\lambda\cdot p}=\Phi(P)-\frac{\pi}{\lambda}\cdot\frac{r^2}{p}.$$

Liniile de aceeași fază în secțiunea S sînt cercuri concentrice în jurul proiecției P pe planul secțiunii, al punctului obiect O. În general, faza undei variază de la punct la punct în planul secțiunii și felul ei de variație depinde de geometria propagării undei. Felul cum se propagă unda se descrie în secțiune prin variația fazei.

Desigur, dacă sînt mai multe puncte obiect, atunci în planul secțiunii se vor suprapune tot atîtea cîmpuri elementare de felul celor de mai sus. Faza ca funcție de punct se va complica, dar rămîne valabilă concluzia: informația optică prezentă în secțiunea S este descrisă prin variațiile fazei în punctele acesteia. Ochiul nostru nu înțelege o astfel de codificare a informației, și negăsind variații de amplitudine — intensitate — ne va raporta că în secțiunea respectivă nu există nici un fel de informație!

În planul obiect și în planul imagine nu este interesant în ce direcție pleacă sau din ce direcție sosește o rază de lumină. Comportă interes numai pătratul amplitudinii excitației în fiecare punct. Depărtîndu-ne de un astfel de plan, cantitatea de informație conținută sub formă de variații de amplitudine se micșorează, iar cea sub formă de variație de fază se mărește. Cantitatea de informație se conservă, deci doar forma ei variază. (Desigur, cantitatea de informație se poate și micșora sau chiar pierde complet dar nu din cauze principiale, nu într-un caz ideal.)

În general, într-un plan arbitrar avem informația atît sub formă de variație de amplitudine cît și sub forma de variații de fază.

23. FILTRE; LENTILA CA FILTRU DE FAZĂ

Tot exemplul formării imaginii reale cu o lentilă convergentă îl folosim și în continuare, completînd și perfecționînd noul nostru mod de a privi problemele opticii.

Scanned with OKEN Scanner

Obiectul să fie un diapozitiv (sau un negativ) iluminat din spate în mod uniform. Iluminarea uniformă înseamnă că fasciculul incident are aceeaşi amplitudine pe toată suprafaţa diapozitivului obiect. El nu conţine deci nici o informaţie sub formă de contraste de amplitudine.

Diapozitivul obiect are rolul unui filtru de amplitudine. În planul diapozitivului, dar pe faţa din dreapta a acestuia, intensitatea luminii difractate sau difuzate de el este proporţională cu transparenţa diapozitivului. Fasciculul de lumină ce pleacă de aici poartă informaţia de pe diapozitiv. În planul diapozitivului, informaţia era prezentă sub formă de variaţii de amplitudine. Depărtîndu-ne de diapozitiv, informaţia îşi schimbă forma. Urmărind variaţiile de amplitudine (intensitate), pe un ecran ce-l îndepărtăm încet de diapozitiv, observăm că iluminarea devine din ce în ce mai uniformă, dispar şi urmele informaţiei vizibile.

În continuare să tratăm cazul lentilei. Ce este acesta şi ce efect are? Răspunsul se cere în terminologia noastră de acum. Este un filtru — aşa numim orice, prin care trece fasciculul luminos şi care modifică proprietăţile acestuia. O lentilă murdară sau zgîriată este şi un filtru de amplitudine. O lentilă ideală este însă la fel de transparentă în toată secţiunea ei. Ea nu modifică amplitudinea, nu este un filtru de amplitudine.

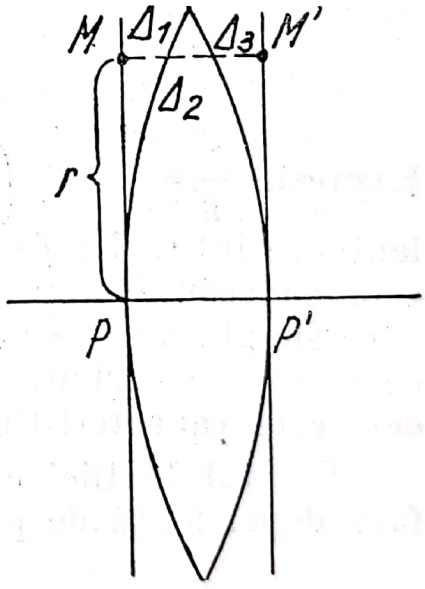


Fig. 78.

Referindu-ne numai la lentile subţiri, putem aproxima planele principale ale lentilei biconvexe cu planele tangente în vîrfurile ei. Putem deci considera că raza sosită în punctul M al planului din stînga pleacă mai departe de pe planul din dreapta din punctul M' (fig. 78). Distanţa r a punctului M' de la axă coincide cu cea a punctului M. Ce se întîmplă între M şi M'?

Fasciculul traversează distanţa d egală cu grosimea la mijloc a lentilei. Această distanţă se împarte în trei părţi:

$$d = \Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3,$$

dintre care Δ_1 şi Δ_3 se parcurg în aer, iar Δ_2 în sticlă. Lungimea de undă în aer (vid) fiind λ, cea din sticlă va fi $\frac{\lambda}{n}$ (viteza în sticlă fiind c/n, iar $c = \nu\lambda$, unde frecvenţa ν este constantă).

Scanned with OKEN Scanner

Diferența de fază dintre excitațiile din punctele M și M' este:

$$\Phi(M')-\Phi(M)=-\frac{2\pi}{\lambda}\Delta_1-\frac{2\pi}{\frac{\lambda}{n}}\Delta_2-\frac{2\pi}{\lambda}\Delta_3=-\frac{2\pi}{\lambda}(\Delta_1+n\Delta_2+$$

$$+\Delta_3)=-\frac{2\pi}{\lambda}[\Delta_1+n(d-\Delta_1-\Delta_3)+\Delta_3]=\frac{2\pi}{\lambda}[-nd+$$

$$+(n-1)(\Delta_1+\Delta_3)].$$

Razele celor două calote sferice care delimitează lentila fiind R_1 și R_2, vom avea în baza relațiilor geometrice elementare:

$$\Delta_1(2R_1-\Delta_1)=r^2, \text{ respectiv } \Delta_3(2R_2-\Delta_3)=r^2$$

și cum Δ_1 și Δ_3 sînt foarte mici față de R_1 și R_2, găsim:

$$\Delta_1=\frac{r^2}{2R_1} \text{ și } \Delta_3=\frac{r^2}{2R_2}.$$

Diferența de fază este deci:

$$\Phi(M')-\Phi(M)=\frac{2\pi}{\lambda}\left[-n\cdot d+\frac{r^2}{2}(n-1)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)\right]=$$

$$=\frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{r^2}{2f}-n\cdot d\right).$$

Expresia $\frac{1}{f}=(n-1)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)$ poartă numele de convergența lentilei subțiri, iar f este distanța ei focală. Această formulă este cunoscută și în optica geometrică dar o putem privi și ca simplă notație pentru expresia de mai sus care depinde de razele de curbură și de indicele de refracție ale lentilei, deci este caracteristică lentilei.

Efectul lentilei este acela de a introduce diferența de fază dependentă de punct:

$$\Phi(M')-\Phi(M)=\frac{\pi}{\lambda}\cdot\frac{r^2}{f}-\frac{2\pi}{\lambda}\cdot n\cdot d.$$

Diferența de fază introdusă de lentilă depinde numai de distanța de la axă, ceea ce este evident dacă ne gîndim la simetria lentilei față de rotațiile. Deci lentila este un filtru de fază simetric față de rotațiile în jurul axei.

Revenim la problema formării imaginii printr-o lentilă convexă. Alegem un punct obiect chiar pe axă, pentru a nu complica în mod inutil calculele.

Scanned with OKEN Scanner

În secțiunea planului tangent al lentilei, fasciculul obiect este descris prin funcția (faza în funcție de distanța de la axă):

$$\Phi(M)=\Phi(P)-\frac{\pi}{\lambda}\cdot\frac{r^2}{p}.$$

Adăugînd efectul lentilei, obținem:

$$\Phi(M')=\Phi(M)+\frac{\pi}{\lambda}\cdot\frac{r^2}{f}-\frac{2\pi}{\lambda}\cdot n\cdot d=\Phi(P)-\frac{\pi}{\lambda}\cdot\frac{r^2}{p}+\frac{\pi}{\lambda}\cdot\frac{r^2}{f}-$$
$$-\frac{2\pi}{\lambda}\cdot nd=\Phi(P')+\frac{\pi}{\lambda}r^2\left(\frac{1}{f}-\frac{1}{p}\right),$$

Cu P și P' am notat cele două vîrfuri ale lentilei. Notăm

$$\frac{1}{f}-\frac{1}{p}=\frac{1}{p'}$$

și presupunem că această expresie este pozitivă.

Faza, ca funcție de distanță de la axă, în planul tangent din dreapta va fi deci:

$$\Phi(M')=\Phi(P')+\frac{\pi}{\lambda}\cdot\frac{r^2}{p};$$

Prin $\Phi(M)<\Phi(P)$ s-a exprimat faptul că fasciculul era divergent. Ce exprimă inegalitatea $\Phi(M')>\Phi(P')$? Ne arată faptul că M' este în lungul razei înaintea suprafeței de undă pe care se află P'. Este ușor să ne convingem că fasciculul a devenit convergent (fig. 79). Distanța punctului către care converge fasciculul este p', dată de relația:

$$\frac{1}{p'}=\frac{1}{f}-\frac{1}{p}\text{ sau }\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}=\frac{1}{f}.$$

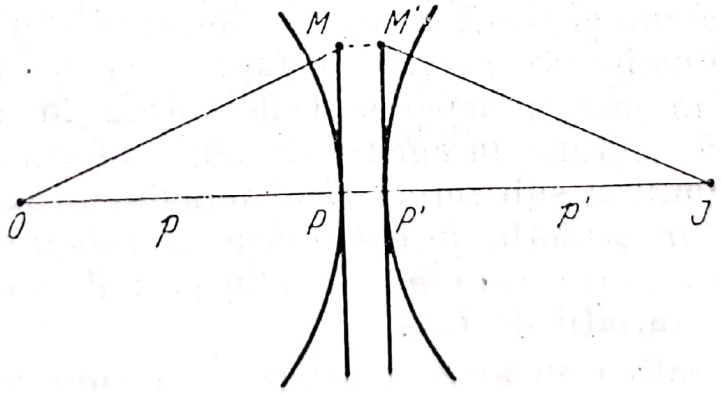


Fig. 79.

Am presupus mai sus că p' este pozitiv pentru a rămîne la descrierea exemplului cînd prin lentila convergentă se formează imagine reală. Dacă însă p' (și $1/p'$) este negativ,

atunci fasciculul transformat de lentilă va fi divergent. Vîrful lui se află acum în stînga lentilei la distanța p'. Acest vîrf este o imagine virtuală ca la lupă.

Am reobținut deci rezultatele bine cunoscute din optica geometrică elementară. Acest fapt trebuie privit ca o verificare a noului nostru stil de a trata problemele, dar posibilitățile căruia nu se limitează doar la reobținerea unor rezultate elementare cunoscute.

Este caracteristic istoriei fizicii că întotdeauna cîte o teorie mai perfectă redă și rezultatele teoriei vechi, mai simplă de obicei, verificîndu-se totodată. Dar n-ar fi o teorie nouă dacă n-ar da și alte rezultate, noi, referitoare la problema față de care teoriile vechi erau „tolerante" sau neputincioase.

24. HOLOGRAFIA — IDEILE EI FUNDAMENTALE

Am arătat că informația despre obiect este prezentă în orice secțiune a fasciculului luminos care o transportă de la obiect pînă la imagine sau pînă la ochiul nostru (pînă la imaginea de pe retină). Punem problema înregistrării informației dintr-un plan arbitrar care nu este tocmai plan imagine. Acest lucru a fost realizat — rezolvat — prin descoperirea holografiei.

„*Holos*" înseamnă întreg în limba greacă, deci holografia este metoda înregistrării întregii informații din fascicul. Cu această denumire se sugerează faptul că se înregistrează informația în mod independent de forma în care ea este codificată. Fotografia înregistrează doar informația prezentă în planul filmului sub forma unei imagini proiectate pe el. Holografia, în schimb, înregistrează „întreaga" informație, adică și acea parte care a ajuns în planul hologramei sub forma unor variații de fază.

Să ne uităm printr-o fereastră. În funcție de poziția capului nostru și de direcția privirii, vedem mereu altceva. Toate fasciculele luminoase transportoare de informație trebuie să traverseze fereastra, deci întreaga informație este prezentă în secțiunea ferestrei — în cea mai mare parte sub forma unor variații de fază, după cum am arătat în

Scanned with OKEN Scanner

capitolul precedent. Tehnica înregistrării informației prezente într-o astfel de „fereastră" este holografia.

Pentru a evita orice neînțelegere ne mai oprim asupra pretenției holografiei de a înregistra „întreaga" informație. Întotdeauna se transmit și se înregistrează numai cantități finite de informație. Această afirmație se referă și la holografie. „Întreaga" informație holografiată este deci o parte finită a informației infinite conținute în obiectele din cîmpul vizual. Pentru moment ajunge această remarcă, vom reveni asupra problemei în capitolul 31, consacrat studiului conținutului de informație al unei holograme.

Holograma gata prelucrată va servi ca un filtru. Căzînd pe acest filtru un fascicul de lumină fără conținut de informație, acesta va prelua informația hologramei și fasciculul difractat de către hologramă va purta informația către eventualele receptoare. Exact așa am descris și cazul preluării informației diapozitivului de către un fascicul de lumină. Diferența dintre aceste două cazuri constă doar în atît că planul hologramei este arbitrar, pe cînd cel al diapozitivului este bine definit.

Ideea deci există: să înregistrăm și informația prezentă sub forma unor variații de fază. Dar nu avem nici un material sensibil la fază: placa fotografică și celula fotoelectrică la fel ca și ochiul omenesc sînt sensibile numai la amplitudine sau, mai corect zis, la intensitate care este proporțională cu pătratul amplitudinii.

Problema a fost soluționată de D. Gábor în 1947. Ideea de bază este aceea că variațiile de fază se pot transforma în variații de amplitudine prin fenomenul de interferență. Figura de interferență depinde de variația în plan a diferenței de fază. Dacă faza unei componente se consideră cunoscută atunci diferența depinde de faza celeilalte componente, deci figura de interferență conține informația variațiilor de fază. Holograma este înregistrarea fotografică a acestei figuri de interferență.

La realizarea — înregistrarea — hologramei, alături de fasciculul obiect, ea va fi iluminată deci și de un alt fascicul, pe care îl vom numi fascicul de referință.

În figura 80 prezentăm cazul cel mai ușor de interpretat. Fasciculul de referință este un fascicul paralel, incident normal pe hologramă. Din fasciculul obiect considerăm și reprezentăm doar partea provenită dintr-un singur punct, obiectul fiind așezat lateral față de fasciculul de referință.

Scanned with OKEN Scanner

Faza undei de referință este constantă în plan, deci diferența de fază cu care se întîlnesc cele două unde în diferite puncte ale hologramei depinde de faza undei obiect. Apare o figură de interferență pe care o înregistrăm fotografic.

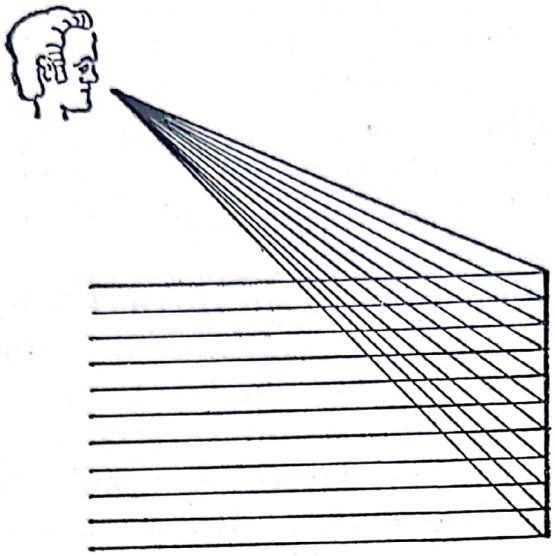


Fig. 80.

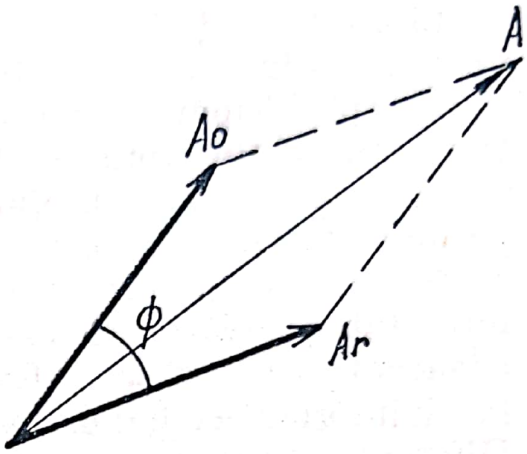


Fig. 81.

Pe negativul obținut maximele de interferență vor fi negre, iar minimele albe. Este mai intuitiv să considerăm diapozitivul confecționat după acest negativ. (În realitate această operație nu este necesară). Pe hologramă „pozitivă" maximele sînt albe, minimele negre.

Înnegrirea negativului și transparența pozitivului sînt proporționale cu intensitatea luminii, deci cu pătratul amplitudinii cîmpului de interferență. Transparența hologramei este deci:

$$T=\gamma A\ =\gamma(A_r^2+A_0^2+2A_rA_0\ \cos\Phi),$$

unde cu A_r și A_0 am notat amplitudinile undelor de referință și de obiect, iar A este amplitudinea cîmpului de interferență (fig. 81). Cu Φ am notat diferența de fază dintre unda obiect și cea de referință. Mărimile A_0, A și Φ sînt funcții de punct, adică variază de la punct la punct. Amplitudinea A_r este constantă conform ipotezei, iar γ este o constantă de proporționalitate caracteristică materialului fotografic.

Lăsăm acum să cadă pe acest filtru — hologramă — numai fasciculul de referință. În stînga filtrului, fasciculul incident este lipsit de orice informație. Nici faza, nici amplitudinea nu variază pînă în planul hologramei. Situația se schimbă însă radical în dreapta filtrului. Amplitudinea undei ce a trecut prin hologramă este:

$$A'=T\cdot A_r=\gamma A^2\cdot A_r=\gamma A_r(A_r^2+A_0^2)+2\gamma A_r^2A_0\ \cos\Phi.$$

Scanned with OKEN Scanner

Faza undei emergente din hologramă este aceeași cu cea a undei de referință incidentă pe hologramă, ea nu suferă nici o modificare. Holograma considerată aici conține numai informația sub formă de variații de amplitudine.

Cîmpul astfel obținut, prin transformarea undei de referință cu ajutorul hologramei folosite ca filtru, nu seamănă nici cu unda obiect și nici cu rezultanta acesteia prin suprapunere cu unda de referință. Ce reprezintă atunci acest cîmp? Are el vreo valoare din punctul de vedere al informației despre obiect?

Putem găsi răspunsurile la aceste întrebări dacă considerăm alături de unda obiect de amplitudine A_0 și de faza Φ, o altă undă tot de amplitudine A_0, dar de faza $-\Phi$. Suprapunem aceste două unde. Folosim o diagramă fazorială (fig. 82). Rezultanta este o undă de amplitudine $2A_0 \cdot \cos\Phi$ și de fază nulă, adică tocmai de faza undei de referință.

Mărimea γA_r^2 fiind o constantă, putem afirma că termenul $2\gamma A_r^2 A_0 \cos\Phi$ din expresia amplitudinii cîmpului obținut prin hologramă provine din suprapunerea a două cîmpuri:

1. cîmpul obiect de amplitudine $\gamma A_r^2 A_0$ și de fază Φ;
2. un alt cîmp, de amplitudine $\gamma A_r^2 A_0$ și de fază $-\Phi$.

Ce reprezintă oare componenta din urmă? Schimbarea semnului fazei înseamnă două lucruri (vezi capitolele 22 și 23): direcția medie a fasciculului se schimbă în cea simetrică față de planul considerat și fasciculul divergent devine convergent. Astfel, dacă fasciculul obiect pleacă dintr-un punct O, atunci celălalt fascicul converge spre un alt punct I, simetric cu primul.

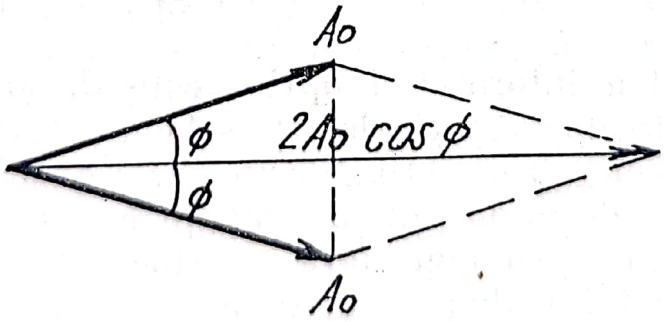


Fig. 82.

Cîmpul rezultant prin trecerea fasciculului de referință prin holograma folosită drept filtru, (fig. 83) constă din trei componente:

1. s-a reprodus fasciculul obiect cu amplitudinea înmulțită cu constanta γA_r^2;

Scanned with OKEN Scanner

2. un fascicul simetric cu fasciculul obiect față de direcția fasciculului de referință. Acest fascicul produce o imagine reală a obiectului;

3. fasciculul de referință cu amplitudinea modificată cu factorul $\gamma(A_r^2+A_0^2)$.

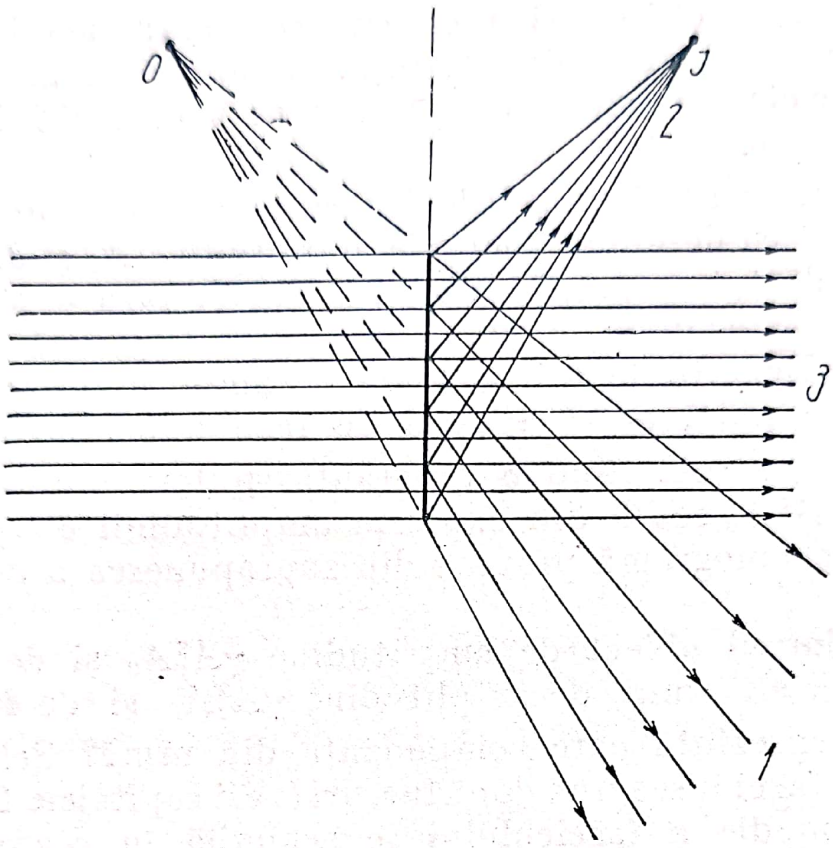


Fig. 83.

Să interpretăm cele trei fascicule. Scopul urmărit de noi — esența holografiei — a fost obținerea fasciculului 1, adică reobținerea de pe hologramă a fasciculului obiect în absența obiectului.

Vizibilitatea informației optice este deranjată de prezența celorlalte două fascicule. Pe schema descrisă mai sus celelalte fascicule au direcții diferite, deci existența lor limitează direcțiile de unde putem privi prin hologramă pentru a vedea imaginea holografiată a obiectului. La primele holograme ale lui Gabor încă nu a fost posibilă separarea direcțiilor celor trei fascicule. Toate cele trei au fost normale pe hologramă, suprapunerea lor a deranjat foarte mult. Vom vedea că numai descoperirea laserilor a permis separarea în spațiu a celor trei fascicule.

Fasciculul al doilea conține și el aceeași informație ca și fasciculul 1, dar sub altă formă. El dă o imagine reală ce se poate prinde pe un ecran. Cu ajutorul acestui fascicul

Scanned with OKEN Scanner

putem obține fotografii direct de pe hologramă fără lentilă, așezînd placa fotografică în planul imaginii reale. Desigur, și fasciculul 1 permite fotografierea dar numai cu lentilă. Pe de altă parte, imaginea dată de fasciculul 2 este și vizibilă ca orice imagine reală, căci razele pleacă mai departe din punctul *I* sub formă de fascicul divergent.

Astfel, prin aceeași hologramă traversată de un fascicul de referință se pot vedea două imagini ale obiectului. Imaginea văzută din direcția fasciculului 1 este în spatele hologramei, iar cea văzută din direcția fasciculului 2 este în fața hologramei.

Am arătat deja, dar credem că este util să mai subliniem încă odată, că existența celor două fascicule 1 și 2 care conțin aceeași informație, este principial necesară. Variațiile de fază ale acestora se compensează reciproc și rămîn numai variațiile de amplitudine înregistrate pe hologramă în „alb-negru".

Fasciculul 3 este și el principial necesar. Existența acestui fascicul de referință face parte din însuși principiul holografiei.

25. HOLOGRAFIA — APARATURA EI MATEMATICĂ

Scopul lucrării de față — după cum am arătat — nu este să devină o introducere matematică în optica modernă. Totuși, sîntem convinși că pentru mulți cititori capitolul de față se va părea mai clar — și poate: mai interesant — decît cel precedent. Și credem totodată că cele două capitole se completează reciproc.

În raționamentele noastre din capitolul precedent ne-am rezumat la un caz prea particular. Am considerat un singur punct obiect, iar fasciculul de referință venea normal pe hologramă. În realitate, obiectul constă din multe puncte, iar fasciculul de referință poate fi oblic.

Esența tehnicii holografice este mecanismul celor două fascicule la înregistrare și al celor trei fascicule la redare. Pentru o mai bună înțelegere a acestor mecanisme și pentru a putea generaliza ideile expuse pînă acum referitoare la holografie, trebuie să perfecționăm puțin aparatul matematic folosit. Vom prezenta un exemplu foarte convingător în

Scanned with OKEN Scanner

sensul că matematica adecvată nu complică, ci simplifică raţionamentele şi în acelaşi timp le şi generalizează.

O undă armonică ce traversează secţiunea S se poate scrie sub forma:

$$\varphi(M, t)=A(M)\cos[\omega t-\Phi(M)].$$

Amplitudinea $A(M)$, faza $\Phi(M)$ şi, în consecinţă, excitaţia $\varphi(M, t)$ sînt funcţii de punct în planul considerat.

Recapitulăm aici cîteva exemple tratate în capitolul 22.

Undă plană ce se propagă normal pe secţiunea considerată:

$$A(M)=A=\text{constant};\quad \Phi(M)=\Phi=\text{constant}\ (=0).$$

Undă plană ce se propagă într-o direcţie ce face unghiul α cu normala secţiunii:

$$A(M)=A=\text{const.};\quad \Phi(M)=\frac{2\pi}{\lambda}\cdot x\cdot\sin\alpha,$$ (semnificaţia lui x vezi în capitolul 22).

Undă sferică cu centrul pe axă la distanţa p:

$$A(M)=\frac{A_0 p}{\sqrt{p^2+r^2}};\quad \Phi(M)=\frac{2\pi}{\lambda}\frac{r^2}{2p}$$ (r — ca şi în cazul lui x).

În loc să continuăm să înşirăm exemple elementare, să trecem la generalizări. În locul formei reale de mai sus se preferă forma complexă de scriere:

$$\varphi(M, t)=A(M)\cdot Re^{i[\omega t-\Phi(M)]}\equiv A(M)\cos[\omega t-\Phi(M)].$$

Simbolul Re înseamnă că din mărimea complexă de după el se ia numai partea reală.

$$[Re\ e^{ix}=Re(\cos x+i\sin x)=\cos x].$$

Luînd la cunoştinţă odată pentru totdeauna că $\varphi(M, t)$ este o mărime fizică reală chiar dacă este scrisă sub formă complexă, se neglijează scrierea simbolului Re în faţă, dar se subînţelege semnificaţia acestuia şi în absenţa lui.

Vom scrie deci, simplificat:

$$\varphi(M, t)=A(M)\ e^{i[\omega t-\Phi(M)]}$$

Acest mod de scriere are avantaje foarte mari. Intensitatea (medie), identificată de noi cu pătratul amplitudinii (vezi capitolul 5), se calculează prin simpla înmulţire a funcţiei $\varphi(M, t)$ cu conjugata ei complexă $\varphi^*(M, t)$. Într-adevăr se observă că avem:

$$|\varphi(M, t)|^2=\varphi(M, t)\cdot\varphi^*(M, t)=A^2(M).$$

Scanned with OKEN Scanner

Alt avantaj este că partea dependentă de timp apare ca factor ($e^{i\omega t}$):

$$\varphi(M, t)=A(M)\cdot e^{-i\Phi(M)}\cdot e^{i\omega t}.$$

Suprapunînd mai multe cîmpuri armonice de aceeași frecvență (de exemplu, provenite din multe puncte obiect) factorul de timp fiind comun, se vor aduna numai funcțiile de punct:

$$\varphi(M, t)=\sum_k A_k(M)e^{-i\Phi_k(M)}\cdot e^{i\omega t}.$$

Suma ce intervine aici este o funcție complexă. Ea descrie atît amplitudinea cît și faza în funcție de punct.

Mărimea complexă $a(M)=\sum_k A_k(M)\cdot e^{-i\Phi k(M)}$ poartă numele de amplitudine complexă. În general, un cîmp luminos monocromatic (un cîmp luminos coerent, vezi capitolul 28) într-un plan se descrie prin amplitudinea lui complexă:

Excitația monocromatică se scrie deci, în general, sub forma:

$$\varphi(M, t)=a(M)\cdot e^{i\omega t}.$$

Din:

$$|\varphi(M, t)|^2=\varphi(M, t)\cdot\varphi^*(M, t)=a(M)\cdot a^*(M)=|a(M)|^2$$

observăm că intensitatea cîmpului este pătratul modulului amplitudinii complexe.

Interferența se descrie printr-o simplă însumare:

$$a(M)=a_1(M)+a_2(M),$$

deci avem:

$$|a(M)|^2=|a_1(M)+a_2(M)|\cdot|a_1^*(M)+a_2^*(M)|=$$

$$=|a_1(M)|^2+|a_2(M)|^2+a_1(M)a_2^*(M)+a_1^*(M)a_2(M).$$

Cu:

$$a_1(M)=A_1(M)\cdot e^{-i\Phi_1(M)};\qquad a_2(M)=A_2(M)\cdot e^{-i\Phi_2(M)}$$

vom avea în final:

$$|a(M)|^2=A_1^2(M)+A_2^2(M)+A_1(M)A_2(M)[e^{i(\Phi_2-\Phi_1)}+$$

$$+e^{i(\Phi_1-\varphi_2)}]=A_1^2(M)+A_2^2(M)+$$

$$+2A_1(M)A_2(M)\cos[\Phi_1(M)-\Phi_2(M)],$$

deci regăsim formula elementară a interferenței. În consecință, formalismul adecvat tratării holografiei este acela al amplitudinilor complexe.

Scanned with OKEN Scanner

Unda obiect este descrisă în planul plăcii prin amplitudinea complexă $a_0(M)$. (Este vorba de întreaga undă obiect, care provine din totalitatea punctelor obiect.)

Unda de referinţă este o undă de direcţie arbitrară:

$$a_r(M)=A_r\cdot e^{-i\Phi(M)},$$

caracterizată de

$$|\,a_r(M)\,|^2=A_r^2=\text{constant}.$$

Amplitudinea complexă a cîmpului de interferenţă dintre unda obiect şi unda de referinţă este:

$$a(M)=a_0(M)+a_r(M).$$

Intensitatea acestui cîmp:

$$|\,a(M)\,|^2=|\,a_0(M)\,|^2+|\,a_r(M)\,|^2+a_0(M)a_r^*(M)+$$
$$+a_0^*(M)a_r(M).$$

Transparenţa hologramei va avea expresia:

$$T(M)=\gamma\cdot|\,a(M)\,|^2=\gamma[a_r^*(M)a_0(M)+a_r(M)a_0^*(M)+$$
$$+|\,a_r(M)\,|^2+|\,a_0(M)\,|^2].$$

Iluminînd holograma cu un fascicul de referinţă, găsim pentru fasciculul emergent din dreapta:

$$a'(M)=T(M)\cdot a_r(M)=\gamma[a_r^*(M)a_0(M)+a_r(M)a_0^*(M)+$$
$$|\,a_r(M)\,|^2+|\,a_0(M)\,|^2]a_r(M)=\gamma|\,a_r(M)\,|^2a_0(M)+\gamma a_r^2(M)a_0^*(M)+$$
$$+[|\,a_r(M)\,|^2+|\,a_0(M)\,|^2]\cdot a_r(M)=\gamma A_r^2\cdot a_0(M)+$$
$$+\gamma A_r^2\cdot e^{-\Phi 2i}\cdot a_0^*(M)+[A_r+|\,a_c(M)\,|^2]A_r\cdot e^{-i\Phi}$$

Interpretarea primului termen este evidentă: el reprezintă fasciculul obiect reobţinut cu amplitudinea înmulţită cu γA_r^2. Factorul $a_0^*(M)$ din termenul al doilea diferă de fasciculul obiect prin semnul fazei, deci reprezintă fasciculul imaginii reale precum am văzut în capitolul precedent. Factorul

$$e^{-i2\Phi}=e^{-i2\frac{2\pi x\sin\alpha}{\lambda}}$$

exprimă înclinarea medie suplimentară a fasciculului cu unghiul $\alpha_1=\arcsin(2\sin\alpha)\simeq 2\alpha$. Cel de al treilea termen reprezintă tocmai fasciculul de referinţă de amplitudine modificată.

În figura 84 reprezentăm numai un singur punct obiect a cărui direcţie face unghiul $\beta<0$ cu normala. Fasciculul de

Scanned with OKEN Scanner

referință face unghiul α. Imaginea reală a punctului considerat se formează în direcția $2\alpha-\beta=2\alpha+|\beta|$.

Pentru $\alpha=0$ reobținem cazul particular din capitolul precedent.

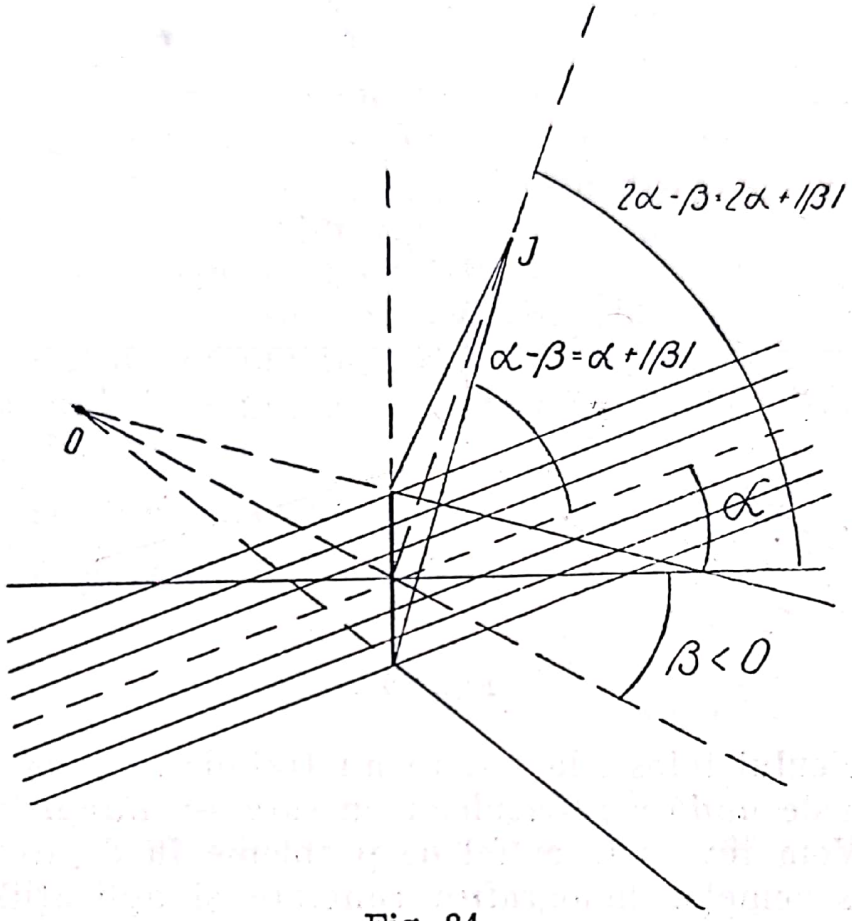


Fig. 84.

Cu $\beta=0$ găsim o schemă holografică foarte des întîlnită: obiectul este chiar în fața hologramei, iar fasciculul de referință este oblic (fig. 85). Direcția imaginii reale este la 2α.

Am amintit deja în capitolul precedent că la primele holograme ale lui Gabor s-a lucrat cu $\alpha=\beta=0$.

Observăm că am reobținut toate rezultatele capitolului precedent sub o formă mult mai generală și cu mult mai elastică. Mai sînt posibile și alte generalizări. Fasciculul cu care iluminăm holograma nu trebuie să coincidă cu cel de referință folosit la confecționarea hologramei. Folosind la redare un fascicul descris prin amplitudinea complexă:

$$a'_r(M)=A'_r(M)e^{-i\Phi'(M)},$$

vom avea în dreapta hologramei:

$$a'(M)=T\cdot a'_r(M)=\gamma A_r A'_r e^{-i[\Phi'(M)-\Phi(M)]}A_0(M)+$$

$$+\gamma A_r A'_r e^{-i[\Phi(M)+\Phi'(M)]}+\gamma[A_r^2+|a_0(M)|^2]A'_r e^{-i\Phi'(M)}.$$

Factorul exponențial $\exp[-i(\Phi'(M) \pm \Phi(M))]$ exprimă înclinarea suplimentară față de cea descrisă de ceilalți factori ca, de exemplu, de $a_0(M)$.

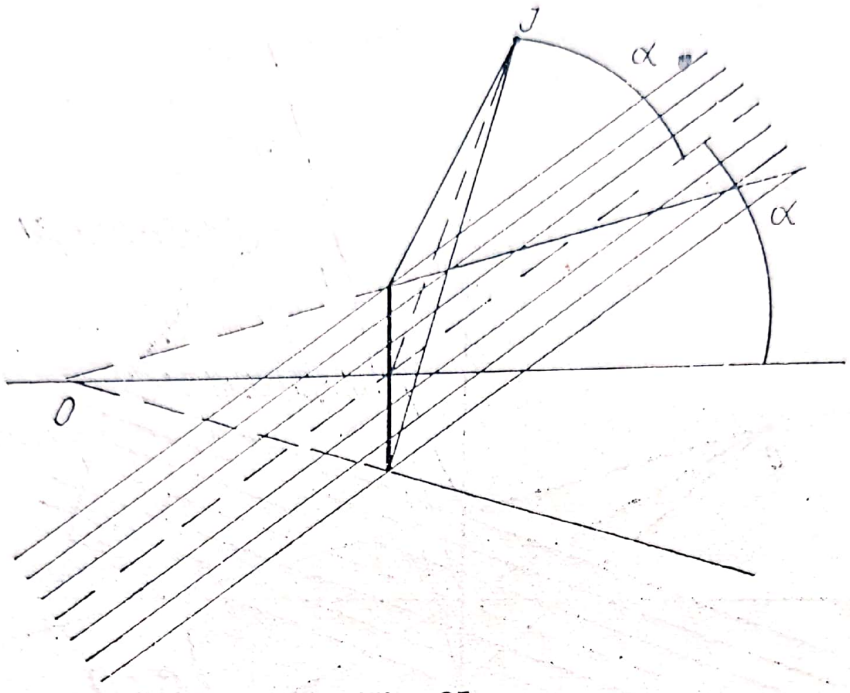


Fig. 85.

Fasciculul folosit la redare nu trebuie să aibă neapărat lungimea de undă a fasciculelor cu care s-a înregistrat holograma. Vom reveni la astfel de probleme în capitolele consacrate schemelor holografice concrete și aplicațiilor holografiei.

26. PRELUCRAREA ȘI PROPRIETĂȚILE MATERIALULUI FOTOGRAFIC

Prin coeficientul de transparență — sau pe scurt: transparența — hologramei, și în general a filtrului de amplitudine am înțeles raportul dintre amplitudinea emergentă și cea incidentă:

$T = \frac{a'}{a}$, (am folosit relația: $a' = T \cdot a$).

În fotometrie se lucrează cu transparența de intensitate:

$$\tau = \frac{I'}{I} = \frac{|a'|^2}{|a|^2} = |T|^2.$$

Scanned with OKEN Scanner

În funcție de aceasta se definește coeficientul de înnegrire:

$$D=\ln\frac{I}{I'}=-\ln\ \tau=-\ln|T|^2.$$

Înnegrirea plăcii se produce din cauza iluminării și este funcție de aceasta. Graficul coeficientului de înnegrire, în funcție de logaritmul expunerii (fig. 86), poartă numele de curba de înnegrire a plăcii fotografice și este caracteristica principală a acesteia. (Expunerea este produsul $E\cdot t$ dintre iluminare și timpul de expunere, iar E este proporțional cu A^2.)

Pe placă se vor înregistra în mod corect variațiile de iluminare — intensitate — dacă prin alegerea, corectă a timpului t de expunere, ea este folosită pe „porțiunea dreaptă a curbei de înnegrie". Notînd panta acesteia cu γ, vom avea în acest caz:

$$D=\gamma\ln(E\cdot t)+\ln c=\ln(c\cdot t^{\gamma}\cdot E^{\gamma})=\ln(c_1E^{\gamma}).$$

(Mărimea $c_1=c\cdot t^{\gamma}$ este constantă pe toată holograma.)
Deci:

$$\frac{1}{|T|^2}=c_1E^{\gamma}\quad\text{și}\quad|T|\sim E^{-\frac{\gamma}{2}}\sim(A^2)^{-\frac{\gamma}{2}}$$

Această relație coincide cu proporționalitatea $|T|\sim\sim E\sim A^2$, necesară scopurilor holografiei numai dacă punem

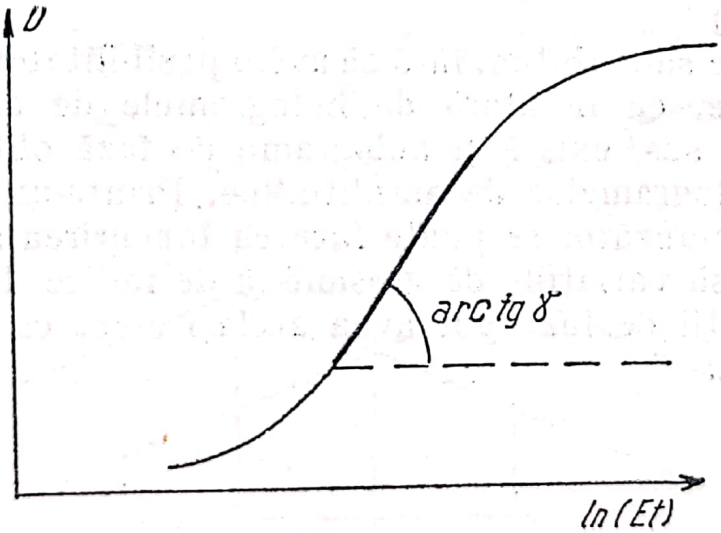


Fig. 86.

$\gamma=-2$. Valori negative ale lui γ se obțin prin copierea filmului inițial considerat ca negativul hologramei, precum am discutat această problemă în capitolul 24. (Există astăzi filme care prin prelucrare devin direct diapozitive.)

Practic, nu întotdeauna este posibilă și necesară satisfacerea condiției $\gamma=-2$. Se pot obține holograme și în alte

Scanned with OKEN Scanner

condiții, fără să se treacă de la negativ la pozitiv. Cel mai cunoscut este cazul pentru care avem:

$$|a_r| \gg |a_0|.$$

În acest caz putem scrie:

$$|T| = (A^2)^{-\frac{\gamma}{2}} = (|a_r|^2 + |a_0|^2 + Re\, a_r a_0^*)^{-\frac{\gamma}{2}} =$$

$$= |a_r|^{-\gamma}\left(1 + \frac{|a_0|^2}{|a_r|^2} + \frac{2Re a_r a_0}{|a_r|^2}\right)^{-\frac{\gamma}{2}} \approx |a_r|^{-\gamma}\left(1 - \right.$$

$$\left. - \frac{\gamma}{2} \cdot \frac{|a_0|^2 + 2Re a_r a_0}{|a_r|^2}\right) = \frac{|a_r|^{-\gamma-2}}{2}\left[2|a_r|^2 - \gamma|a_0|^2 + 2\gamma Re\, a_r a_0\right] =$$

$$= \frac{|a_r|^{-\gamma-2}}{2}\left[(2+\gamma)|a_r|^2 - \gamma A^2\right].$$

Pentru $\gamma = -2$ regăsim relația $|T| \sim A^2$. Pentru $\gamma \neq -2$ avem o soluție de forma $|T| = -mA^2 + n$. Refăcînd calculele respective din capitolul 25 este ușor să ne convingem că și această relație, mai generală dintre $|T|$ și A^2, asigură reobținerea fasciculului obiect din hologramă. Diferența constă numai în aceea că raportul intensităților fasciculelor este acum foarte mult deplasat în favoarea fasciculului de referință folosit la redare. Ceea ce practic înseamnă că fasciculul de referință este de-a dreptul orbitor, deranjant. (Adică ar fi, deoarece direcția lui diferă de cele ale fasciculelor obiect.)

Trebuie să amintim, fără să avem posibilitatea de a intra în amănunte, că în afară de hologramele de amplitudine descrise mai sus, există și holograme de fază obținute prin „albirea" hologramelor de amplitudine. Printr-un tratament chimic corespunzător se poate face ca înnegrirea să dispară, rămînînd însă variațiile de grosime și de indice de refracție. Aceste variații de fază pot avea același efect ca și cele de transparență.

27. ROLUL GROSIMII STRATULUI FOTOSENSIBIL

Grosimea mare a stratului de emulsie al unor materiale fotografice speciale are un efect specific, care duce la mărirea cantității de informație ce se poate înregistra holografic pe o placă fotografică. Ne oprim asupra acestui efect.

Scanned with OKEN Scanner

Considerăm cazul deosebit de simplu (fig. 87) cînd fasciculul obiect şi fasciculul de referinţă sînt unde plane simetrice faţă de suprafeţele plan paralele ale stratului. Normalele planelor de undă — direcţiile de propagare —

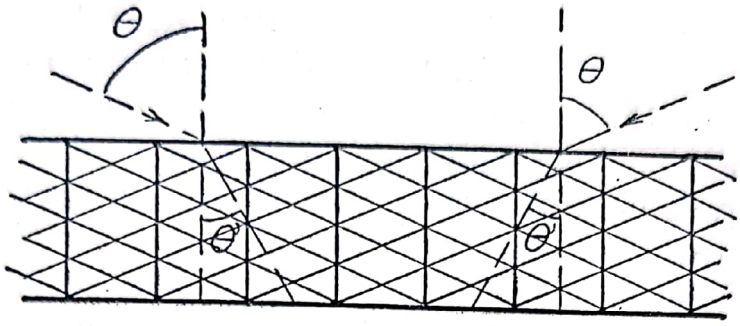


Fig. 87.

fac cu normala stratului unghiul θ' legat de unghiul de incidenţă θ prin legea refracţiei:

$$n \cdot \sin \theta' = \sin \theta.$$

Figura de interferenţă de pe suprafaţă se repetă în toate adîncimile cu aceeaşi interfranjă, cu distanţa dintre maxime:

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} = \frac{\lambda}{2n \cdot \sin \theta'}$$

(din relaţiile $2d \cdot \sin \theta = \lambda$ şi $2d \cdot \sin \theta' = \lambda/n$.) (fig. 88).

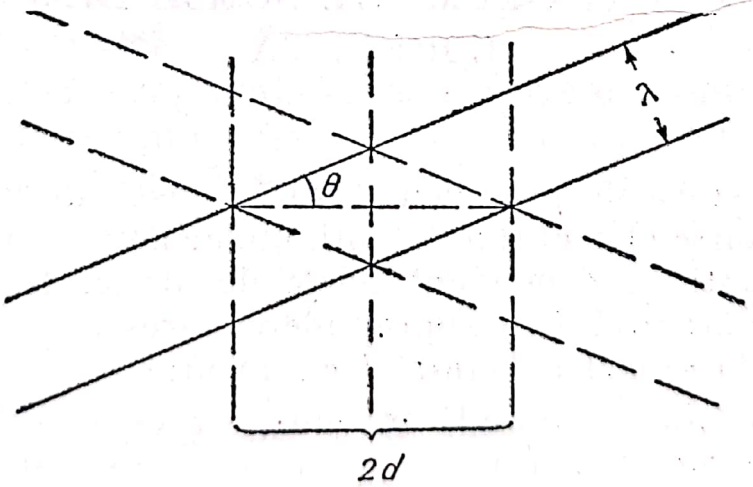


Fig. 88.

Emulsia plăcii developate va fi împărţită în compartimente prin straturile de argint perpendiculare pe feţele filmului. Straturile sînt, cel puţin parţial, reflectătoare.

Iluminînd placa cu fasciculul paralel de redare, se va reobţine fasciculul obiect numai dacă razele reflectate de

Scanned with OKEN Scanner

diferiţii pereţi vor fi în aceeaşi fază, adică este satisfăcută condiţia (lui Bragg):

$$d = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin \theta}.$$

Putem deci reconstrui fasciculul obiect numai dacă fasciculul de referinţă folosit la redare are o anumită direcţie bine determinată. Acest fapt permite înregistrarea unui număr mare de holograme pe o singură placă. Diferitele imagini se reconstruiesc prin iluminare cu fascicule de referinţă orientate în direcţii diferite.

Mai trebuie să menţionăm că în aceste condiţii apare la reconstrucţie ori numai fasciculul obiect al imaginii virtuale, ori numai cel al imaginii reale — ultimul în cazul unghiului de incidenţă — θ. Această metodă de a separa fasciculele cu ajutorul stratului gros pusă la punct de Denisiuk a avut mare importanţă principială într-o epocă iniţială a dezvoltării holografiei.

Importanţa de azi a metodelor de mai sus se reduce la mărirea capacităţii memoriilor optice ale maşinilor de calcul optice.

28. COERENŢA LUMINII. SURSE DE LUMINĂ COERENTĂ

Orice sursă de lumină naturală constă dintr-un număr enorm de surse elementare: atomi, molecule etc. Acestea emit în mod haotic, independent unele de altele, trenuri scurte de unde armonice. Din suprapunerea acestora se formează „lumină“, în sensul obişnuit al cuvîntului.

Lumina nu este o undă armonică ca, de exemplu, o undă emisă de o antenă. Ea nu se poate reprezenta printr-o sinusoidă ca cea din figura 89 *a*. Fasciculul fiind o suprapunere haotică de trenuri scurte de unde armonice, reprezentarea ei este de felul celeia din figura 89 *b*.

Care este faza excitaţiei luminoase în secţiunea S de pe figura 89 *b*, la un anumit moment? Sînt prezente toate fazele între minim şi maxim. Lumina naturală nu are faza definită.

Scanned with OKEN Scanner

Am mai remarcat că ochiul omenesc nu percepe faza undei luminoase. Constatăm că aceasta nu este o deficiență a ochiului, ci ilustrează un aspect al armoniei naturii. Rolul ochiului este de a vedea obiecte iluminate cu lumină naturală, iar aceasta nu are faza definită.

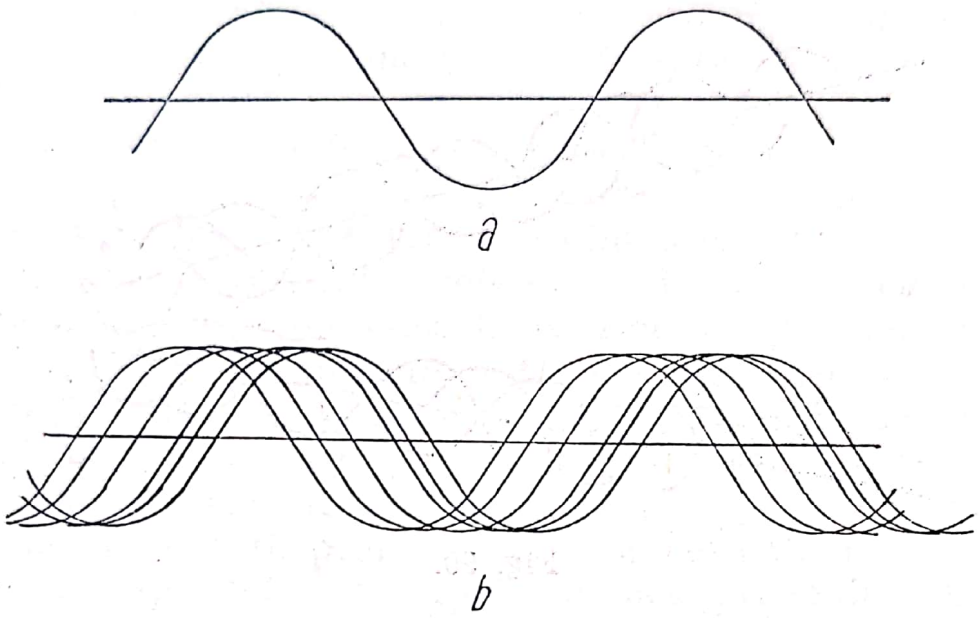


Fig. 89.

Ce sens mai are atunci afirmația că informația poate fi prezentă și sub forma unor variații de fază? Rezultatul interferenței depinde de diferența de fază dintre componente. Dacă nici una nu are fază definită, atunci care ar fi diferența de fază dintre ele?

Iluminînd o suprafață cu două surse de lumină, nu se va produce interferență. Fazele fiind haotice, tot așa vor fi și diferențele de fază și în loc de interferență se produce simpla adunare a iluminărilor. Totuși, este un fapt experimental că se poate produce interferență. Dar cum? Numai dacă cele două fascicule ce se suprapun provin de la aceeași sursă și au parcurs, înainte de suprapunere drumuri suficient de puțin diferite. Și în acest caz sînt, haotice cele două fascicule, dar „haosurile" sînt identice (fig. 90). Fiecare componentă dintr-un fascicul are perechea ei în celălalt fascicul. Între componentele unei astfel de perechi avem o anumită diferență de drum căreia îi corespunde o anumită diferență de fază. Această diferență de fază este comună pentru toate perechile de componente.

Diferența de fază comună a tuturor perechilor este diferența de fază dintre cele două fascicule. Astfel, cele două

Scanned with OKEN Scanner

fascicule nu au fază definită, între ele există o diferență de fază bine definită. Interferența este posibilă în sensul că fiecare componentă armonică interferă cu perechea ei. Unde o pereche are maxim de interferență, acolo și celelalte perechi vor avea maxime și suma acestor maxime elementare va fi maximul vizibil de interferență.

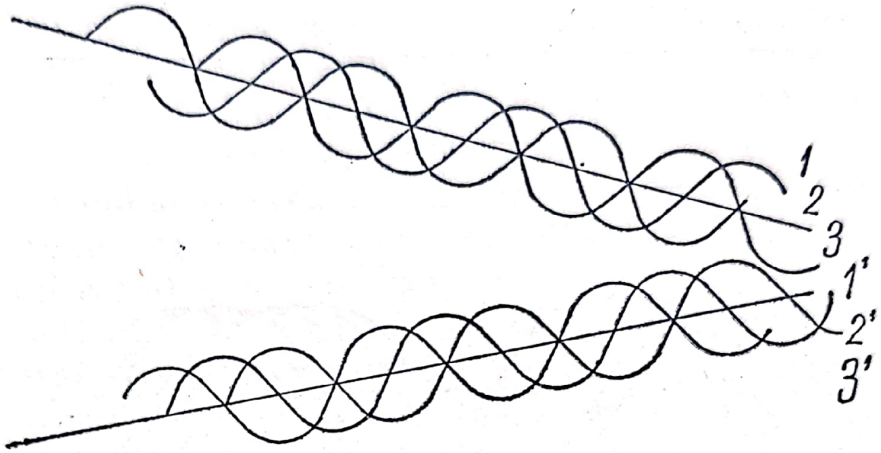


Fig. 90.

Capacitatea cîmpurilor luminoase de a interfera unele cu altele poartă numele de coerență mutuală. Două raze de lumină sînt coerente dacă între ele există o diferență de fază bine definită și constantă. Numai razele provenite din aceeași sursă pot fi coerente între ele. Chiar și acestea numai dacă diferența lor de d u este suficient de mică. De ce? Fiindcă trenurile de undă sînt scurte. Trenurile prezente într-o secțiune nu trebuie să fie neapărat prezente și în cealaltă secțiune. Ele se pot întrerupe între cele două secțiuni. Diferența maximă de drum la care se mai produce interferența poartă numele de lungime de coerență. Ea este de ordinul de mărime al lungimii trenului de undă.

În cazul surselor clasice ca Soarele, solidele și gazele incandescente etc., lungimea de coerență este foarte mică. De obicei este de ordinul sutimilor sau zecimilor de mm. Aceasta înseamnă: chiar dacă radiațiile respective sînt monocromatice, se poate produce interferență numai cu diferențe de drum foarte mici.

Descoperirea laserului a produs revoluție în optică. Lungimea de coerență a luminii laserului uzual este de ordinul zecilor de cm, dar cu instalații speciale s-a ajuns pînă la 6 metri. Teoretic este posibilă realizarea unor lungimi de coerență mult mai mari. Cu lumina laserului putem produce

Scanned with OKEN Scanner

interferență și la diferențe de drum foarte mari, adică de ordinul lungimii de coerență. Însă rămîne valabilă regula că razele care se suprapun, în vederea producerii interferenței, trebuie să provină de la același laser.

La realizarea hologramei se produce interferență dintre fasciculul obiect și cel de referință. Aceste două fascicule trebuie să fie coerente, adică trebuie să provină de la aceeași sursă și să fi parcurs drumuri cu diferențe mai mici decît lungimea de coerență.

De fapt, lungimea mică de coerență a surselor de lumină clasice nu i-a permis lui Gabor să separe direcțiile celor două fascicule. Abia laserii au făcut posibil acest lucru.

Fasciculul de referință trebuie să fie coerent cu fasciculul obiect în toate punctele hologramei — punctele hologramei trebuie să fie coerente între ele. Este deci necesară și coerența în secțiune, adică coerența transversală. (Diferitele puncte ale unei surse clasice extinse nu sînt coerente între ele.)

Se concentrează cît mai multă lumină pe o deschidere cît mai mică — vezi: prima fantă la experiența lui Young descrisă în capitolul 5. Cîmpul luminos provenit dintr-o astfel de sursă este coerent.

Această metodă se folosește și la îmbunătățirea cîmpului luminos provenit de la un laser. Fasciculul paralel al laserului, de secțiune mult prea mică pentru scopurile noastre, se concentrează cu un obiectiv de microscop în focarul acestuia (fig. 91).

Aici se așează o diafragmă circulară de diametru foarte mic — de ordinul 10 μm — numit pinhole. În partea cealaltă a pinholului urmează un obiectiv cu focarul coincizînd cu cel al obiectivului de microscop. Diametrul lui este $D = \frac{F}{f} \cdot d$, unde f și F sînt

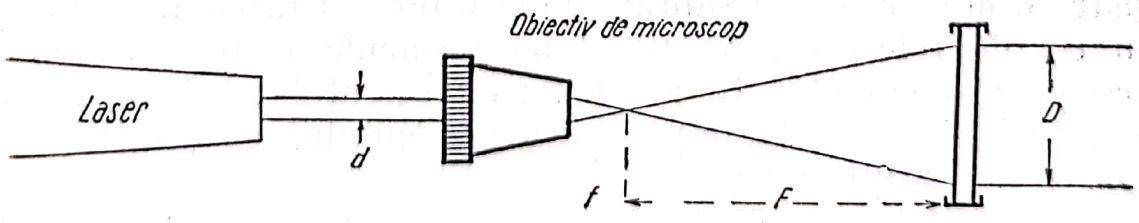


Fig. 91.

cele două distanțe focale în ordinea de mai sus, iar d este diametrul fasciculului laserului.

Calitățile unui fascicul de laser sînt foarte valoroase. Intensitatea mare și paralelismul fasciculului permit să se

Scanned with OKEN Scanner

concentreze o foarte mare cantitate de lumină pe un pinhole foarte mic. Astfel se obține un fascicul coerent larg de intensitate mare. Va urma acum să împărțim acest fascicul în două: o parte va servi drept fascicul de referință, iar cealaltă parte va ilumina obiectul, producînd prin difracție pe acesta fasciculul obiect.

Pentru a produce holograme spectaculoase este necesar ca diferența de drum dintre fasciculul obiect și cel de referință să fie mare și totuși să se mai producă interferența lor. Este clar că aceste performanțe se pot atinge numai cu lumina laserului. Holograme se realizează astăzi exclusiv cu laser.

În schimb, la redare nu se produce interferență, ci numai difracție. Pentru aceasta este nevoie numai de coerență transversală. La redare se poate folosi și o sursă clasică de lumină monocromatică. Mai mult, în ultimii ani „pretențiile" față de fasciculul folosit la redare au scăzut în continuare, și astăzi se folosește chiar și lumina albă (vezi capitolele cu aplicațiile holografiei). De obicei folosim totuși laserul, pentru motivul că putem lucra cu intensități mai mari sau pentru că dorim să reproducem imaginea exact cu aceeași lungime de undă cu care s-a făcut înregistrarea.

De aceste amănunte tehnice ne vom ocupa în capitolul următor.

29. SCHEME HOLOGRAFICE

În fiecare punct al plăcii fotografice pe care se va înregistra o hologramă se suprapune și interferă fasciculul obiect cu cel de referință. Aceste două fascicule trebuie să aibă aceeași proveniență. În acest sens fasciculul unui laser „se dedublează". Această împărțire a fasciculului se poate realiza în mai multe feluri.

În figura 92 prezentăm o schemă în care fasciculul lărgit al laserului este suficient de larg pentru ca o parte din el să cadă pe o oglindă reflectătoare — care va furniza fasciculul de referință —, iar restul să ilumineze obiectul și astfel prin difracție va servi drept fascicul obiect.

În majoritatea cazurilor însă se evită lărgirea fasciculului într-o astfel de măsură. Se lărgește fasciculul numai atît

Scanned with OKEN Scanner

ca să poată cuprinde obiectul, iar fasciculul de referință se separă cu ajutorul unei oglinzi semiargintate. Astfel, o parte din fascicul se reflectă, altă parte trece prin oglindă, servind drept rază pentru iluminarea obiectului (fig. 93).

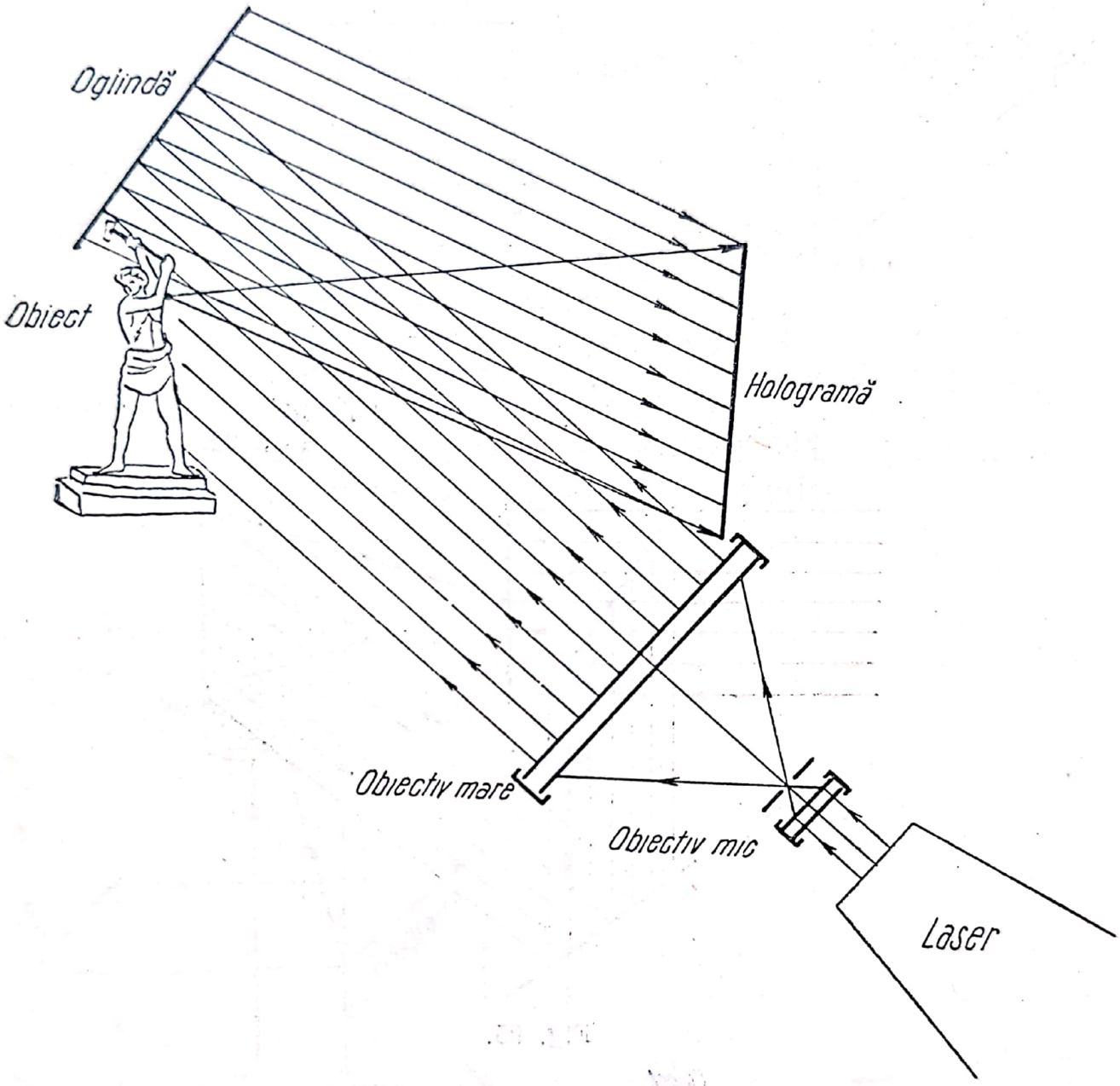


Fig. 92.

Obiectul poate fi transparent și în acest caz el poate fi iluminat din spate ca în schemele din figurile 93 și 94.

Schemele prezentate în figurile 93 și 95 au un defect principial: diferența de drum dintre raza obiect și cea de referință este prea mare. Desigur, calitățile fasciculului unui laser bun permit o astfel de „risipă de coerență", dar aceasta nicicum nu este în favoarea calității înregistrării.

Schema din figura 96 este mai „economică" în această privință. Deplasînd suportul comun al oglinzilor O_1 și O_2

Scanned with OKEN Scanner

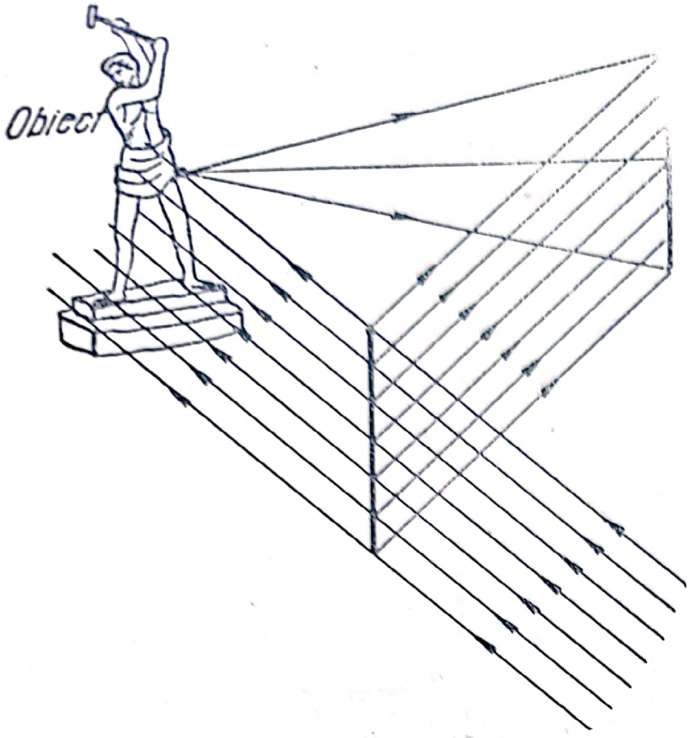


Fig. 93.

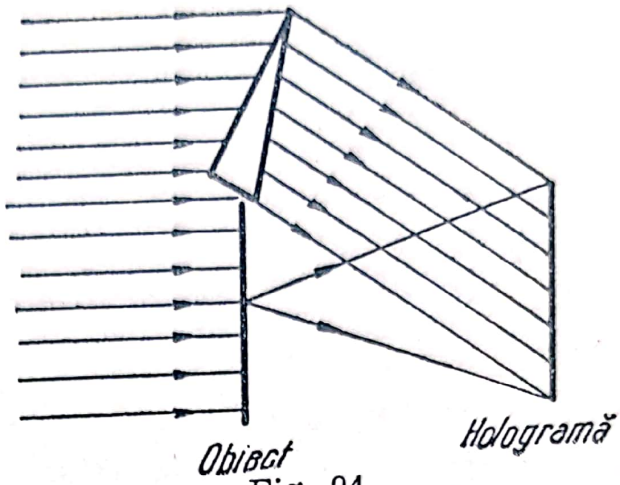


Fig. 94.

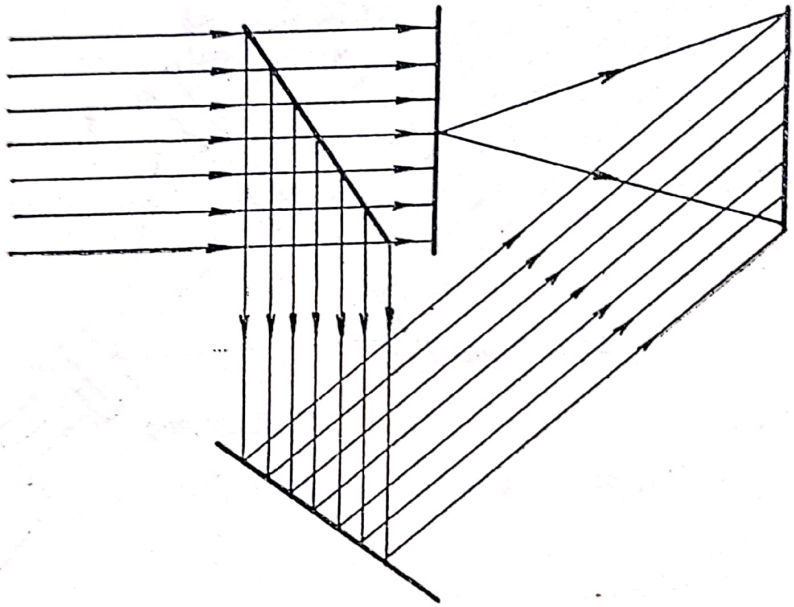


Fig. 95.

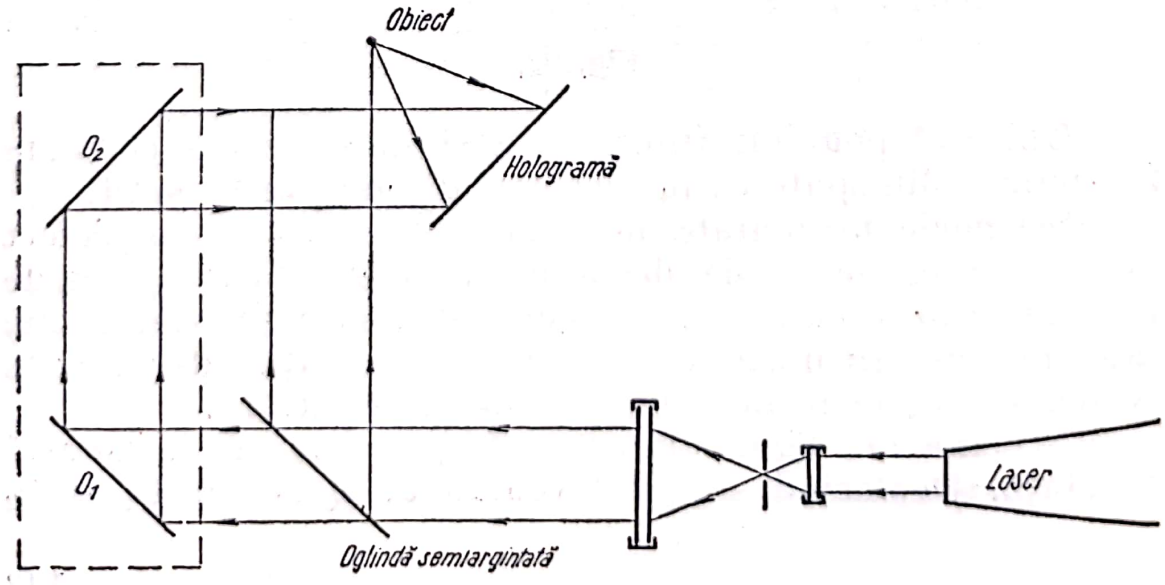


Fig. 96.

Scanned with OKEN Scanner

în direcția paralelă cu cea a fasciculului inițial — spre înainte sau înapoi — în funcție de poziția obiectului, putem face ca diferența de drum să devină foarte mică. Această schemă mai are și un alt avantaj: este foarte compactă. Prin compactitudinea instalației se reduce la minim efectul foarte dăunător al celor mai mici trepidații, inevitabile de altfel. Aceste trepidații ce au loc în timpul expunerii, reduc claritatea înregistrării.

Instalația holografică — cît mai compactă — se montează pe o masă specială de holografie, adică pe o platformă specială, rigidă, ferită de trepidații prin suspensie elastică.

Tot în vederea reducerii efectelor trepidațiilor se preferă timpi de expunere cît mai mici. Din această cauză este nevoie la holografiere de laseri de putere relativ mare: 50—60 mW. Și mai mult se poate reduce timpul de expunere dacă se folosesc laseri care funcționează în impulsuri. La acest tip de laseri energia emisă se concentrează în impulsuri de putere foarte mare și de durată extrem de mică.

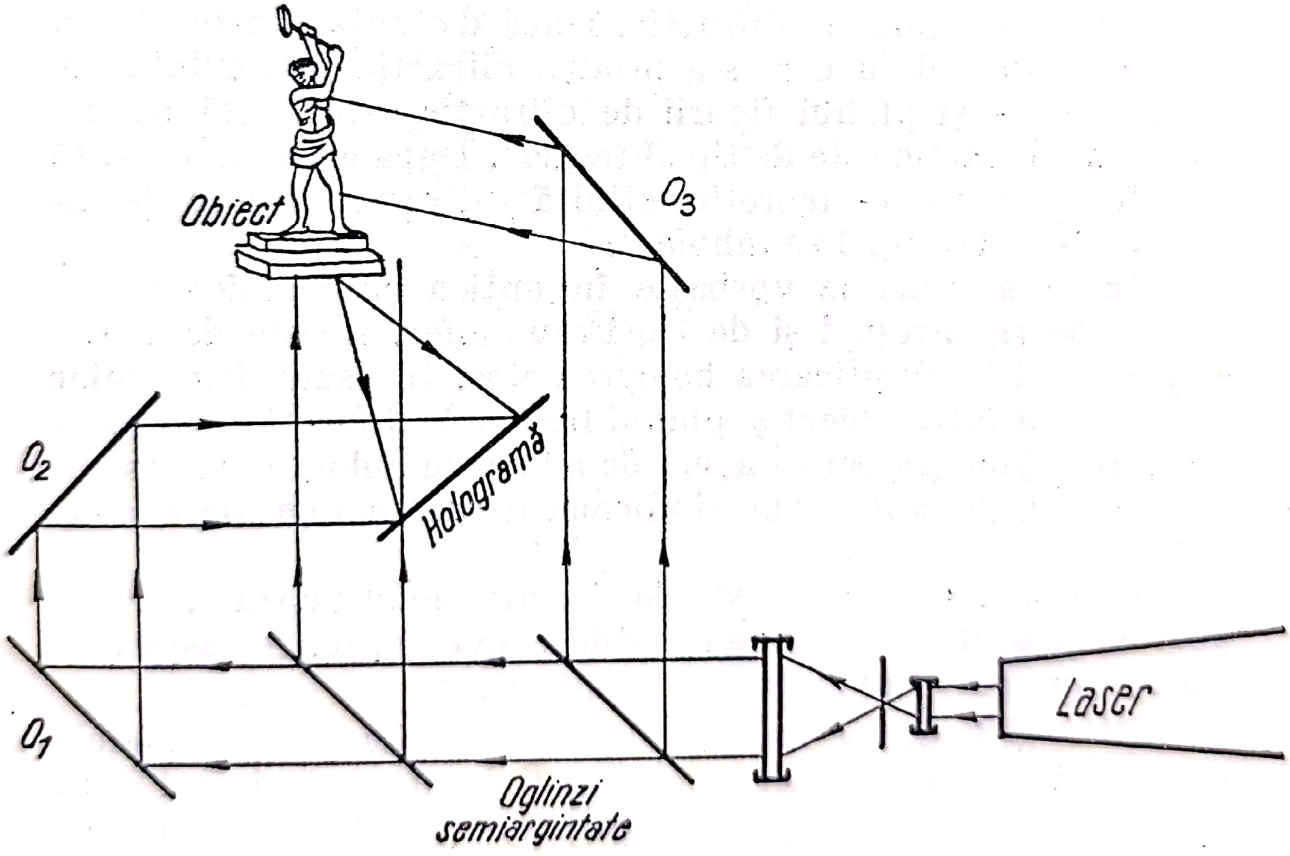


Fig. 97.

Uneori, la obiecte spațiale, apare dezavantajul că obiectul este iluminat doar dintr-o singură direcție. Această problemă se poate rezolva cu o instalație a cărei schemă funcțională o prezentăm în figura 97, fără ca prin folosirea acestui sistem teoria să necesite vreo modificare.

Scanned with OKEN Scanner

La întrebarea, cum este prezentă informația despre obiect în planul hologramei, am prezentat răspunsul într-un capitol precedent: în general, sub formă mixtă ca variații de amplitudine și de fază.

În schemele noastre holografice nu avem nici un plan imagine, adică plan în care informația conținută sub forma unor variații de amplitudine în planul obiect să reapară tot sub această formă. Cum ne îndepărtăm de obiect, informația conținută sub forma unor variații de amplitudine se transformă treptat în informații codificate în variații de fază. Aceasta nu înseamnă însă că în planele schemei noastre nu pot exista variații de amplitudine ale fasciculului obiect. Există plane cu astfel de variații, sînt determinate de geometria și iluminarea obiectului, dar nu redau obiectul. Variațiile de intensitate — de amplitudine — descriu în planul considerat o figură de difracție. Dacă distanța dintre planul obiect — planul în care s-a produs difracția fasciculului de iluminare — și planul figurii de difracție este finită, atunci figura de difracție este de tip „Fresnel". Dacă această distanță este foarte mare — teoretic infinită —, atunci figura de difracție este de „tip Fraunhofer".

În acest sens se vorbește în optica clasică despre difracție de tip Fresnel și de tip Fraunhofer. Aceste denumiri se preiau și la clasificarea hologramelor. În cazul distanțelor relativ mici între obiect și planul figurii de difracție — respectiv planul hologramei — avem de a face cu holografia Fresnel, iar în cazul distanțelor mari vorbim despre holografia Fraunhofer.

Figura de difracție de la infinit se studiază cel mai ușor în planul focal al unei lentile convergente. Aceasta este tocmai imaginea planului de la infinit.

Cîmpul luminos din planul focal imagine poartă numele de transformata Fourier a cîmpului luminos „original" din planul focal obiect. Suprapunînd peste transformata Fourier fasciculul de referință și înregistrînd figura de interferență se obține o „hologramă Fourier" (fig. 98). La reproducere (figura 99) trebuie să ținem cont de faptul că în planul hologramei este prezentă și se reproduce transformata Fourier a obiectului, deci informația trebuie retransformată în original printr-o nouă transformare Fourier, efectuată cu un obiectiv asemănător cu cel folosit la înregistrare. (Imaginea astfel

Scanned with OKEN Scanner

reprodusă este răsturnată, căci transformata Fourier a transformatei Fourier este inversa, răsturnata originalei.)

Este interesant de remarcat că holograme Fourier se pot produce cu aproximaţie suficient de bună şi fără lentilă.

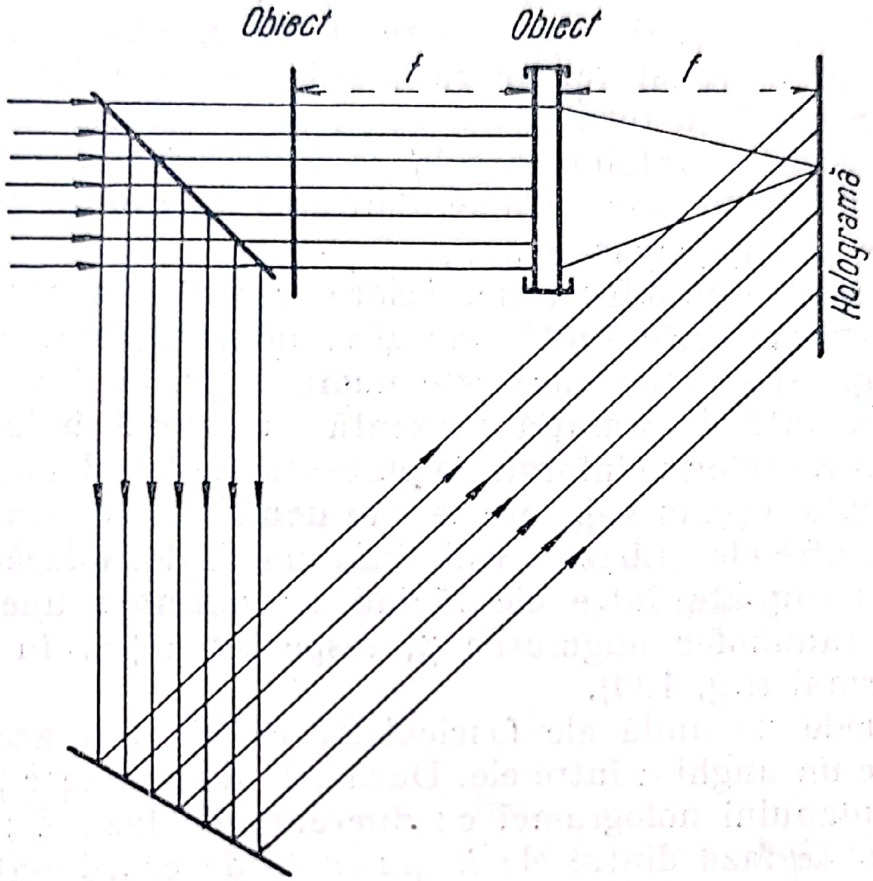


Fig. 98.

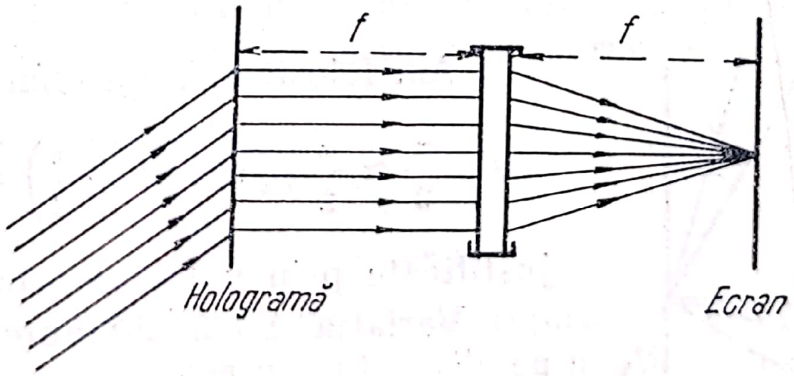


Fig. 99.

În acest caz se foloseşte un fascicul de referinţă divergent. Este foarte interesant cum preia curbura suprafeţei de undă a fasciculului de referinţă un efect asemănător cu cel produs de lentilă. Caracterul limitat al lucrării de faţă ne obligă să renunţăm şi la aceste aspecte interesante, alături de multe altele.

Scanned with OKEN Scanner

31. CÎMPUL VIZUAL ŞI PUTEREA SEPARATOARE A HOLOGRAMEI

Problema puterii separatoare şi cea a cîmpului vizual se pune şi în cazul înregistrării holografice a informaţiei, dar se tratează cu totul altfel ca în cazul înregistrării fotografice. Rămîne valabilă regula că informaţia se reduce la valoare finită în două etape: limitarea cîmpului vizual şi limitarea puterii separatoare.

Cantitatea de informaţie, despre obiect, prezentă în planul hologramei este finită, iar acea informaţie care se înregistrează şi se reproduce este numai o parte din aceasta. Analizăm întîi informaţia prezentă în planul hologramei.

Vom caracteriza informaţia prezentă în planul hologramei prin unghiul minim sub care se văd două puncte care se pot distinge între ele în baza acestei informaţii. Considerăm două direcţii apropiate între ele făcînd cu normala unei holograme Fraunhofer unghiurile β, respectiv $\beta+\alpha$, în acelaşi plan normal (fig. 100).

Planele de undă ale fasciculelor ce vin din aceste direcţii fac un unghi α între ele. Dacă cele două sosesc pe linia $x=0$ a planului hologramei cu diferenţa de fază δ_0, atunci diferenţa de fază dintre ele în punctele de coordonate x va fi (vezi capitolul 22):

$$\delta=\frac{2\pi}{\lambda}\cdot x[\sin(\beta+\alpha)-\sin\beta]+\delta_0\approx\frac{2\pi}{\lambda}\cdot x\cdot\alpha\cos\beta+\delta_0.$$

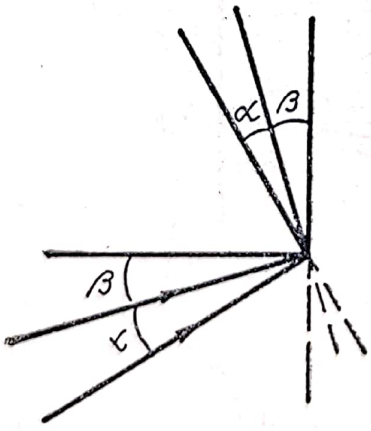


Fig. 100.

Am folosit aici aproximaţiile

$$\sin\frac{\alpha}{2}\approx\frac{\alpha}{2}\text{ şi }\cos\left(\beta+\frac{\alpha}{2}\right)\approx\cos\beta,$$

justificate prin valoarea mică a lui α.

Variaţia $\Delta\delta$ a diferenţei de fază pe distanţa Δx este:

$$\Delta\delta=\frac{2\pi}{\lambda}\Delta x\cdot\alpha\cdot\cos\beta.$$

De aici cu $\Delta\delta=2\pi$ rezultă că interfranja — distanţa dintre două maxime sau dintre două minime — este:

$$\Delta x=\frac{\lambda}{\alpha\cos\beta}.$$

Scanned with OKEN Scanner

În principiu, este posibil să constatăm existența acestei figuri de interferență dacă lățimea hologramei în direcția axei x conține cel puțin o jumătate de interfranjă. Notînd cu b lățimea hologramei, condiția separabilității celor două puncte obiect este:

$$b \geqslant \frac{\lambda}{2\alpha \cos \beta}, \text{ adică } \alpha \geqslant \varepsilon = \frac{\lambda}{2 \cdot b \cdot \cos \beta}.$$

Puterea separatoare

$$\frac{1}{\varepsilon} = \frac{2 \cdot b \cdot \cos \beta}{\lambda}$$

este cea mai mare în direcția normalei, adică la $\beta = 0$;

$$\frac{1}{\varepsilon_0} = \frac{2b}{\lambda}.$$

Ea scade cu mărirea înclinării direcției considerate față de normala hologramei. Într-adevăr, pentru $\beta = 60°$, adică la marginea unui cîmp vizual de 120°, unghiul minim de separare este:

$$\varepsilon_{60} = \frac{\varepsilon_0}{\cos 60} = 2\varepsilon_0.$$

Trecem la analiza cîmpului vizual.

Pentru a înregistra informația din planul hologramei, avem nevoie de un fascicul de referință. Fie acesta un fascicul paralel făcînd un unghi γ cu normala hologramei. Fasciculul obiect corespunzător unui obiect îndepărtat — teoretic aflat la infinit — va fi tot o undă plană ce se propagă în direcția înclinată cu unghiul β față de normală, în același plan normal.

Interfranja acestei figuri de interferență va fi:

$$\Delta x = \frac{\lambda}{\sin \gamma - \sin \beta}.$$

Pentru a înregistra o astfel de figură de interferență, este necesar ca pe placa fotografică să se poată distinge linii situate la distanțe egale cu cîte o jumătate de interfranjă.

Lungimea de undă fiind de ordinul $\lambda = 5 \cdot 10^{-4}$ mm, numărul liniilor pe mm separabile pe placa fotografică (puterea separatoare a plăcii, vezi capitolul 12) trebuie să fie cel puțin egal cu:

$$N = \frac{2 (\sin \gamma - \sin \beta)}{5.10^{-4}} = 4 \cdot 10^3 (\sin \gamma - \sin \beta),$$

Scanned with OKEN Scanner

sau mai precis, pentru $\lambda = 632{,}8$ nm (lumina emisă de un laser cu He-Ne, cel mai des întîlnit în laboratoarele de optică):

$$N = 3{,}16 \cdot 10^3 (\sin \gamma - \sin \beta).$$

Pentru înregistrarea obiectului din direcția normalei $\beta = 0$, numărul liniilor separabile pe placa fotografică trebuie să fie:

$$N = 4\,000 \cdot \sin \gamma/\text{mm} \text{ (respectiv} = 3\,160 \sin \gamma/\text{mm}).$$

Am arătat în capitolul 12 că pe materiale fotografice obișnuite se separă cel mult 100—200 de linii pe mm. Cu astfel de materiale s-ar putea lucra numai la $\gamma \approx \beta \approx 0$, adică la scheme de felul celei „clasice" folosite de Gabor.

Materialele fotografice speciale folosite în holografie permit separarea a 2 000 de linii pe mm sau chiar și mai mult (Kodak 649 F — 2 000 linii/mm, Agfa Gevaert 10 E 75— 2 800 linii/mm). Cu astfel de materiale se pot obține holograme și în montaje cu valori mari ale lui γ.

Cîmpul vizual este delimitat dintr-o parte tocmai prin direcția fasciculului de referință, deci avem $\beta = \gamma$. Considerînd un cîmp vizual simetric vom pune $\beta_{min} = -\gamma$ (fig. 101). Impunînd condiția de mai sus a înregistrabilității și pentru marginea acestui cîmp vizual, găsim:

$$\sin \gamma - \sin \beta_{min} = \frac{N}{4000} \left(\text{adică} = \frac{N}{3\,160} \right),$$

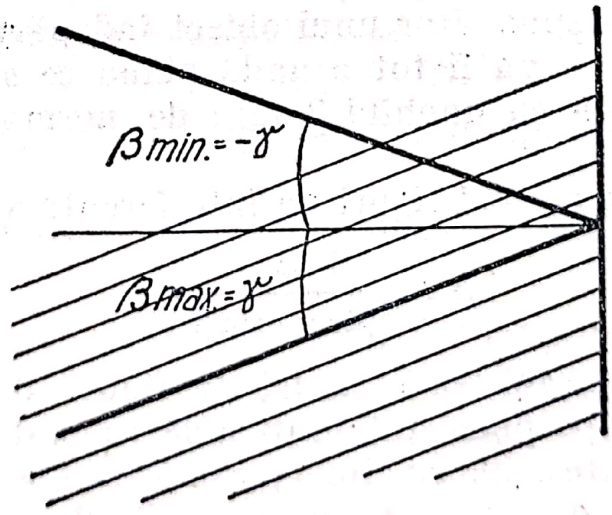


Fig. 101.

și de aici rezultă

$$\sin \gamma = \frac{N}{2 \cdot 4\,000} \left(= \frac{N}{2 \cdot 3\,160} \right):$$

Scanned with OKEN Scanner

Punînd $N=2\,000$ sau $2\,800$, obținem valori ca:

$$\sin\gamma=\frac{2\,000}{2\cdot 4\,000}=\frac{1}{4},\ \text{sau}\ \sin\gamma=\frac{2\,800}{2\cdot 3\,160}\approx 0{,}44,$$

adică, conform tabelelor trigonometrice:

$$\gamma\approx 15^\circ,\ \text{sau}\ \gamma\approx 26^\circ.$$

Obținem deci în astfel de condiții cîmpuri vizuale cu lărgimi de circa 30° sau 52°.

În concluzie, cîmpul vizual este determinat de puterea separatoare a plăcii și este independent de mărimea ei. În schimb, puterea separatoare a plăcii depinde numai de mărimea hologramei și nu de puterea separatoare a plăcii folosite.

Cantitatea de informație înregistrată pe o hologramă depinde de mărimea acesteia și de puterea separatoare a materialului fotografic. Așa s-a întîmplat și la fotografie, dar rolurile celor două calități ale plăcii fotografice sînt acum inversate.

Această inversare a rolurilor este strîns legată de o altă proprietate caracteristică unei holograme. Fiecare punct al obiectului este reprezentat pe întreaga hologramă, iar în fiecare punct al hologramei au ajuns informații despre întregul obiect.

Ce se întîmplă dacă o hologramă se taie în două bucăți? Fiecare jumătate de hologramă va conține cîte o jumătate din întreaga informație de pe holograma întreagă. (Tot așa este și în cazul ruperii în două a unei fotografii. În acest caz o jumătate de fotografie conține jumătatea informației, și anume partea din jumătatea respectivă a cîmpului vizual. Puterea separatoare nu se schimbă.) Jumătatea de hologramă conține informații din întregul cîmp vizual însă mai puțină informație fiindcă puterea separatoare s-a micșorat. Se vede tot obiectul, dar distanța minimă dintre două puncte văzute distincte s-a dublat. (Numai în direcția în care dimensiunea hologramei s-a înjumătățit.)

Informația conținută într-o bucată oarecare dintr-o hologramă ne ajută să construim o imagine despre întregul obiect, dar această imagine va fi mai săracă în detalii fine decît cea obținută de pe holograma întreagă.

În încheiere, subliniem că aceste concluzii sînt riguros valabile numai pentru hologramele Fraunhofer și Fourier. Hologramele Fresnel, din acest punct de vedere, reprezintă un caz intermediar între holograma — Fourier sau Fraunhofer — și fotografia.

Scanned with OKEN Scanner

Analizînd posibilitățile holografice de a înregistra informațiile, le vom compara pe acestea cu cele fotografice. Ne vom referi la înregistrarea unui text tipărit. Diapozitivul cu textul de înregistrat va fi considerat ca fiind un pătrat cu latura de 15 cm, adică o suprafață de $15 \cdot 15$ cm^2. (Reamintim că microfilmul acestui text era de 1 cm^2.)

Așezăm diapozitivul obiect la distanța $d=25$ cm de placa fotografică. Pentru a cuprinde acest obiect, cîmpul vizual al hologramei trebuie să se caracterizeze prin:

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{7{,}5}{25} = 0{,}3,$$

adică să avem $\gamma=17°$, ceea ce este posibil cu un material fotografic potrivit, precum am văzut în capitolul precedent.

Pentru a înregistra atîtea amănunte cîte se văd cu ochiul liber ($\varepsilon_0=1' \approx 3.10^{-4}$ radiani), chiar și la marginea diapozitivului, lățimea hologramei trebuie să fie:

$$b = \frac{\lambda}{2\varepsilon_0 \cos 17°} = \frac{5 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 3 \cdot 10^{-4} \cdot 0{,}95} \approx 1 \text{ mm}.$$

Aria necesară de hologramă este, în acest caz: 1 mm^2.

Găsim deci că suprafața necesară a hologramei este de 100 ori mai mică decît cea a microfilmului. În realitate raportul suprafețelor necesare este și mai mare. Cu fascicule de referință diferite putem înregistra pe aceeași placă o serie de holograme, care fiecare se pot reconstrui cu fasciculele respective de reconstrucție, fără să se deranjeze reciproc. Este evident, în schimb, că nu se pot suprapune pe aceeași placă mai multe înregistrări fotografice. În felul acesta raportul real dintre suprafețele de placă fotografică necesară pentru înregistrarea aceleiași informații pe cale fotografică, respectiv holografică este în jur de 500—1000.

Explicația acestui fapt constă, în primul rînd, în felul foarte neeconomic de folosire a plăcii fotografice în procesul de fotografiere a unui text tipărit. Pe această placă, ca și pe foaia tipărită, literele ocupă efectiv numai vreo 10—20 la sută din suprafața totală ocupată de text. Cea mai mare parte a plăcii rămîne nefolosită. În schimb, în cazul holografiei informația fiecărei litere se repartizează pe întreaga hologramă, deci se va folosi întreaga suprafață a acesteia.

Scanned with OKEN Scanner

Mai ales dacă se suprapun mai multe holograme, densitatea informației înregistrate va fi practic constantă pe toată placa, ceea ce asigură o exploatare maximă a capacității ei.

Alt argument în favoarea holografiei este acela că în cazul înregistrării fotografice fiecare punct al imaginii foii de reprodus este ori alb, ori negru, deci nu se folosește posibilitatea de gradație a înnegririi plăcii. În schimb, hologramа folosește din plin această posibilitate.

Un alt avantaj al înregistrării holografice față de cea fotografică constă în siguranța mai mare a informației astfel înregistrate. Într-adevăr, dacă o parte a microfilmului se distruge — se șterge ceva de pe film — atunci informația respectivă este irecuperabil pierdută. În cazul distrugerii unei părți a hologramei se reduce claritatea întregii informații, dar nimic din ea nu se pierde complet.

Menționăm că nici prin metoda holografică nu se poate exploata întreaga capacitate a plăcii fotografice. Pe o placă fotografică cu puterea separatoare de N linii de mm, putem distinge N^2 puncte pe mm^2. Dacă în fiecare punct distingem n nuanțe de înnegrire, atunci capacitatea plăcii este egal cu $N^2 \cdot \log_2 n$ bit/mm^2. De exemplu: $2\,800^2 \cdot \log_2 8 = 2{,}3 \cdot 10^7$ bit/mm^2. În prezent pe un mm^2 se înregistrează în jur de 10^4 bit/mm^2 și se prevede atingerea valorii de 10^6 bit/mm^2. Aceasta înseamnă că metoda holografică va permite să folosim aproximativ 10 la sută din capacitatea unui material fotografic.

Mai reamintim posibilitatea de a mări densitatea înregistrării prin folosirea unor straturi fotosensibile groase — vezi capitolul 27 —, adică prin înregistrarea în volumul mediului fotosensibil. Limita teoretică a densității de informație este 1 bit/λ^3 unde λ este lungimea de undă a luminii folosite. Sîntem și vom rămîne, probabil, foarte departe de această valoare.

În final, trebuie să menționăm că, de fapt, problema ce stă în fața perfecționării dispozitivelor de prelucrare optică a informației nu este aceea a măririi densității înregistrării. Într-adevăr, cu tehnicile actuale, timpul de acces la o informație de 10^6 bit —, adică cea de pe o hologramă de 1 cm^2 — dintr-o memorie optică este de 1 μs. Aceasta înseamnă 10^{12} bit/s. Problema nu este mărirea acestui debit de informație, ci aceea a preluării și prelucrării lui în acest ritm de către elementele prelucrătoare următoare.

Aceste probleme nu mai fac parte din subiectul volumului de față.

Scanned with OKEN Scanner

33. PRELUCRAREA OPTICĂ A INFORMAȚIEI

Holografia este o ramură relativ tînără a fizicii: n-au trecut nici 15 ani de la realizarea primei holograme într-adevăr „promițătoare", care s-a confecționat cu ajutorul laserului. Credem că n-ar fi indicat ca la întrebarea „la ce se folosește holografia?" să răspundem printr-o înșiruire de exemple concrete. Lista noastră oricum ar rămîne incompletă și s-ar mai putea întîmpla ca unele din aplicațiile enumerate aici să nu mai aibă nici o importanță practică peste cîțiva ani.

Vorbind despre aplicațiile holografiei, vom prezenta în capitolele ce urmează cîteva direcții importante de cercetare, fiecare cu posibilități multiple de aplicare. Una dintre ele este prelucrarea optică a informației.

Dispozitivele optice de calcul construite pînă în prezent — de fapt niște sisteme optice de filtraj —, au posibilități relativ modeste atît ca aplicabilitate cît și ca precizie. Se pare că din aceste puncte de vedere mașinile optice de calcul nu vor concura niciodată cu cele electronice digitale. Mai realistă ar fi comparația dispozitivelor optice de calcul cu calculatoarele electronice analogice. Avantajele dispozitivelor optice de calcul sînt viteza lor enormă de lucru și simplitatea lor relativă. Simplitatea înseamnă desigur și preț de cost redus.

Precizia normală a unor astfel de mașini este în jur de 10%. O precizie de 1% se consideră deja ca performanță.

Este probabil că mașinile optice de calcul se vor putea impune, în concurența lor cu celelalte tipuri de mașini, numai în acele cazuri unde este nevoie de anumite operații specifice, de precizie mică, în timp extrem de scurt și cu o aparatură relativ ieftină. Amintim un exemplu concret în acest sens: zilnic, sateliții artificiali ai NASA transmit în jur de 10^{12} biți/orbită și 55 mii imagini pe zi. Cu tehnologiile actuale, prelucrarea curentă a acestui imens material informațional ar reclama încă 6—8 centre de calcul comparabile cu cele existente. Avînd în vedere că datele transmise de satelit în cea mai mare parte nu necesită decît o analiză rapidă, pentru un răspuns da/nu, ar fi mult mai indicat să se lucreze cu mașini optice de calcul. Viteza lor de lucru, în funcție de operațiile ce le execută, poate fi de la 40 ori pînă la cîteva mii de ori mai mare decît cea a dispozitivelor electronice digitale.

Scanned with OKEN Scanner

În ce privește operațiile caracteristic „optice" în prelucrarea informației, ele se reduc în principiu, la două operații fundamentale:

— transformări integrale,

— filtraje de corelație.

Drept exemplu de transformare integrală trebuie să amintim transformarea Fourier, adică obținerea transformatei Fourier în două dimensiuni a unei funcții date de două variabile. Pe această operație se bazează analiza spectrală a unui proces oarecare neperiodic, de exemplu, a spectrului unei electroencefalograme. Am arătat în capitolul 30 că transformata Fourier se realizează printr-un sistem optic convergent — obiectiv.

Asupra filtrajului de corelație ne oprim puțin mai mult Ceea ce se filtrează este de fapt transformata Fourier a informației obiect. În principiu, dispozitivul — corelatorul — constă din două lentile convergente coaxiale. În planul focal obiect al primei lentile se află obiectul sub forma unui diapozitiv. În planul focal imagine — în planul spectral — apare transformata Fourier a obiectului. Tot aici se află și filtrul pe fața din dreapta a căruia apare informația filtrată. Acest

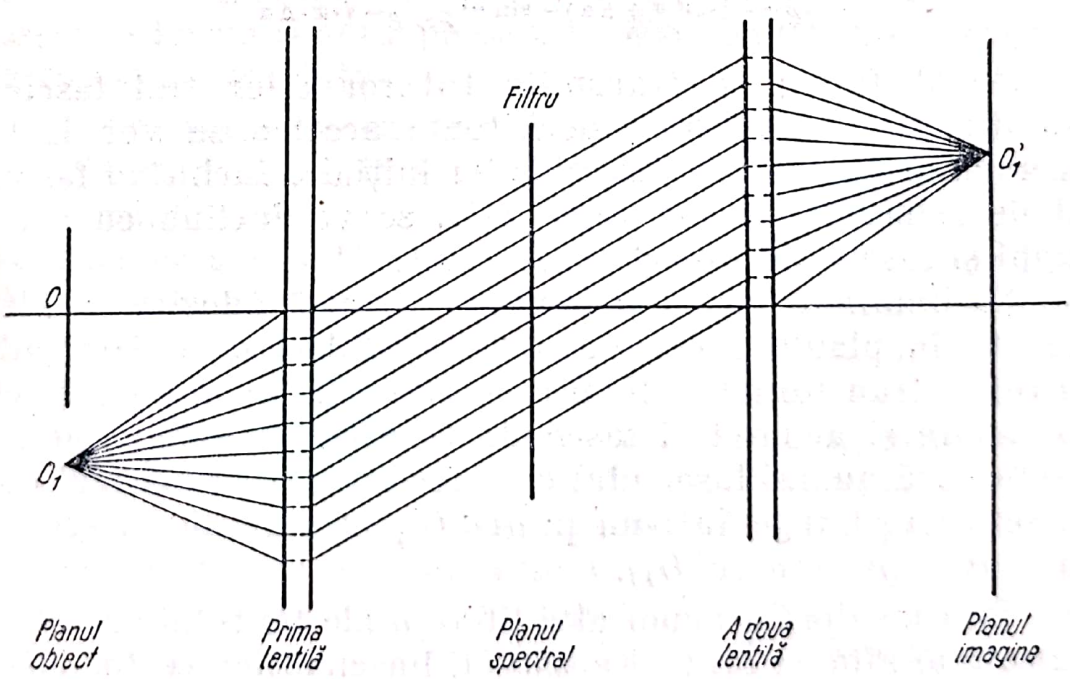


Fig. 102.

plan numit planul spectral coincide și cu planul focal obiect al celei de a doua lentile care urmează să efectueze o nouă transformare Fourier. Rezultatul apare în planul focal imagine al celei de a doua lentile (fig. 102).

Scanned with OKEN Scanner

În absența unui filtru în planul spectral, în planul imagine va apare imaginea răsturnată a obiectului ca transformata Fourier a transformatei Fourier.

Prezența filtrului va schimba însă situația.

Pentru a concretiza discuția, să admitem că obiectul este diapozitivul unui text tipărit, iar filtrul să fie hologramа Fourier a unei litere a din text.

La confecționarea acestui filtru se folosește diapozitivul unei singure litere a în centrul planului obiect. În planul spectral apare transformata Fourier a acestei figuri. Suprapunînd aici un fascicul paralel oblic, provenit dintr-un punct O_1 al planului obiect, apare prin interferență hologramа pe care o înregistrăm pe placa fotografică așezată aici.

Iluminînd această hologramă cu același fascicul de referință, va apare în urma difracției fasciculul transformatei Fourier a literei a. Alături de acest fascicul, în dreapta hologramei mai apar și alte două fascicule care nu ne interesează.

Ce se întîmplă dacă schimbăm direcția fasciculului de referință folosit la reconstrucție? O înclinare cu un unghi mic față de direcția inițială se va manifesta printr-un factor suplimentar de fază

$$e^{-ix[\sin(\alpha+\Delta\alpha)-\sin\alpha]} \approx e^{-i\cdot x\cdot\Delta\alpha}$$

Acest factor se transmite tuturor celor trei fascicule din dreapta hologramei, deci toate acestea se vor înclina cu unghiul $\Delta\alpha$ față de direcțiile lor inițiale. Înclinînd fasciculul de referință cu un unghi mic, se va înclina cu același unghi și fasciculul obiect reconstruit.

Să iluminăm acum hologramа noastră folosită ca filtru, așezată în planul spectral, cu fasciculul ei de obiect, adică cu cel al transformatei Fourier a literei a. În urma difracției vor apare și acum trei fascicule în dreapta hologramei. Ne interesează numai fasciculul de referință. Acest fascicul paralel se va restrînge într-un punct O'_1 al planului imagine (în imaginea punctului O_1).

Să considerăm acum alte litere a ale textului obiect care nu se mai află în centrul acestuia. Fasciculele acestor obiecte a sînt înclinate față de cel central. Fasciculul paralel de referință ce apare prin difracție în planul filtrului va fi și el înclinat, iar punctul respectiv din planul imagine deplasat.

În planul imagine, în poziție deplasată față de axă cu centrul în O_1, apare o imagine a obiectului în care fiecărei litere a a obiectului îi corespunde cîte un punct luminos.

Scanned with OKEN Scanner

Fasciculele celorlalte litere ale obiectului, diferite de *a*, vor suferi şi ele difracţie dar nu vor putea produce apariţia fasciculului de referinţă. Aceste fascicule difractate vor ilumina planul imagine în medie în mod uniform.

Astfel, prin filtrajul de corelaţie cu holograma Fourier a unui semn oarecare putem găsi locurile acestui semn într-un sistem complicat de semne. Centrele locurilor respective se indică prin puncte luminoase pe imaginea filtrată a obiectului.

Desigur, a apărut aici o oarecare idealizare considerînd cazurile extreme:

1. elementul de obiect coincide cu elementul filtrat — apare punctul luminos,

2. elementul de obiect nu coincide cu cel filtrat — nu apare punctul luminos.

Dar ce se întîmplă dacă elementele seamănă între ele fără să coincidă? (Ca de exemplu *E* şi *F* sau *h* şi *k*?) Locurile respective vor fi indicate prin puncte mai puţin luminoase, producîndu-se confuzii. Deci, complexitatea elementelor de filtrat este în favoarea acestei metode: cu cît obiectele sînt mai complexe, asemănarea cu altele devine mai neprobabilă.

Dacă semnele — cel obiect şi cel filtrat — coincid atunci corelaţia lor este maximă (100%), iar dacă nu seamănă de loc corelaţia lor va fi aproape de zero. De aici provine denumirea de filtraj de corelaţie.

După prezentarea sumară, principială a metodei amintim cîteva domenii în care filtrajul de corelaţie se foloseşte sau se poate aplica cu succes. În medicină şi biologie permite recunoaşterea rapidă a unor forme celulare sau subcelulare (de exemplu: cercetarea cromosomilor). În economie se aplică la controlul producţiei, la măsurarea dimensiunilor particulelor de ciment, de exemplu. Prin filtrajul datelor seismice putem obţine informaţii despre roci. Şi fotografiile aeriene se analizează cu ajutorul filtrajului de corelaţie, după cum am arătat la începutul acestui capitol. Sînt promiţătoare cercetările privind realizarea unor maşini care pot recunoaşte cuvintele spuse — un fel de robot „vorbitor". Funcţionarea lor se bazează pe transformarea informaţiei funcţie de timp în distribuţii de intensităţi luminoase pe un spaţiu bidimensional. S-a construit deja la Moscova prima instalaţie de traducere a unor texte, care realizează „traducere brută" din limba japoneză în rusă şi invers.

În final, trebuie să menţionăm existenţa calculatoarelor hibride electronooptice, care combină avantajele celor două

Scanned with OKEN Scanner

tipuri de dispozitive: precizia, decizia eficientă și posibilitățile combinatorice cu rapiditatea. Calculatorul optic servește ca un subsistem al celuilalt și preia acele sarcini la care dă randament superior calculatorului electronic.

34. MICROSCOPIA HOLOGRAFICĂ

Fasciculul de referință nu trebuie să fie neapărat un fascicul paralel. Să considerăm o hologramă confecționată cu un fascicul de referință divergent (fig. 103 *a*) și să reconstruim fasciculul obiect folosind un fascicul de referință mai puțin divergent, paralel sau chiar convergent (fig. 103 *b*).

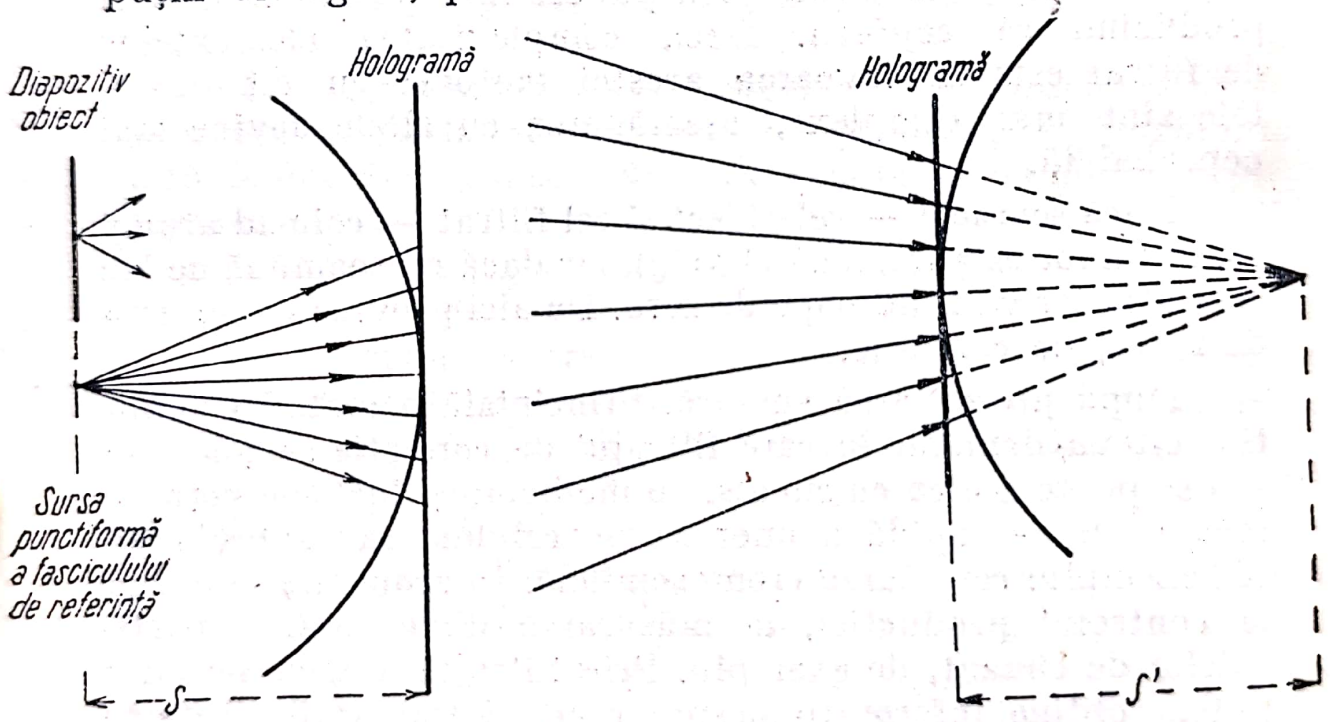


Fig. 103.

Fasciculul divergent de înregistrare se caracterizează prin factorul de fază $e^{-\frac{\pi}{\lambda}\frac{r^2}{s}}$ (vezi capitolele 22 și 25), unde s este distanța sursei punctiforme — pinhole — de la hologramă. Dacă distanța de la hologramă a vîrfului fasciculului convergent folosit la reconstrucție este s', atunci el se va caracteriza prin factorul de fază:

$$e^{i\frac{\pi}{\lambda}\frac{r^2}{s'}} = e^{-i\frac{\pi}{\lambda}\frac{r^2}{s}} \cdot e^{i\frac{\pi}{\lambda}r^2\left(\frac{1}{s'}+\frac{1}{s}\right)} = e^{-i\frac{\pi}{\lambda}\frac{r^2}{s}} \cdot e^{i\frac{\pi}{\lambda}\frac{r^2}{f}}.$$

Scanned with OKEN Scanner

Factorul $e^{i\frac{\pi}{\lambda}\frac{r^2}{f}}$ se transmite și fasciculului obiect reconstruit reducînd divergența acestuia sau chiar transformîndu-l în fascicul convergent. Acesta este însă tocmai efectul caracteristic al unei lentile convergente. Funcționarea microscopului se bazează pe astfel de efecte.

Această metodă de a produce efect de lentilă fără lentilă, numai prin schimbarea distanței sursei punctiforme, se folosește și la așa numita holografie Fourier fără lentilă (vezi cap. 30).

Se pare că din punctul de vedere al microscopiei holografice va fi cu mult mai important un alt efect. Este vorba de folosirea luminii de altă lungime de undă la reproducere decît cea de la înregistrare. Să fie fasciculul de referință paralel cu axa, iar raza centrală a unui fascicul obiect să facă unghiul α cu axa. Distanța Δx dintre două maxime de interferență va fi dată de relația:

$$\Delta x \cdot \sin \alpha = \lambda.$$

La reconstrucție vom folosi lumină de lungime de undă λ'. Sistemul de mai sus de franje de interferență se va interpreta acum astfel:

$$\Delta x \cdot \sin \alpha' = \lambda'.$$

Prin împărțire, obținem:

$$\frac{\alpha'}{\alpha} \approx \frac{\operatorname{tg} \alpha'}{\operatorname{tg} \alpha} \approx \frac{\sin \alpha'}{\sin \alpha} = \frac{\lambda'}{\lambda}.$$

Obținem deci o mărire în raportul λ'/λ.

Lumina de reproducere trebuie să fie vizibilă, deci lungimea ei de undă este fixată (circa 500 nm). Vom putea face raportul λ'/λ mai mare lucrînd la înregistrare cu lungimi de undă λ foarte mici.

În felul acesta ajungem la problema construirii laserilor de raze ultraviolete și de raze Röntgen (X). Producerea unui laser de raze X, pe lîngă rezolvarea problemei microscopiei holografice, ar soluționa și tehnica analizei structurii cristaline prin difracția razelor X. Ar deveni rezolvabilă problema studiului direct al structurii macromoleculelor.

Se lucrează astăzi în multe laboratoare la elaborarea metodelor de a produce efect laser în domeniul razelor X. Există deci idei promițătoare, dar rezultatele concrete se mai lasă așteptate.

Scanned with OKEN Scanner

Factorul $e^{i\frac{\pi}{\lambda}\frac{r^2}{f}}$ se transmite și fasciculului obiect reconstruit reducînd divergența acestuia sau chiar transformîndu-l în fascicul convergent. Acesta este însă tocmai efectul caracteristic al unei lentile convergente. Funcționarea microscopului se bazează pe astfel de efecte.

Această metodă de a produce efect de lentilă fără lentilă, numai prin schimbarea distanței sursei punctiforme, se folosește și la așa numita holografie Fourier fără lentilă (vezi cap. 30).

Se pare că din punctul de vedere al microscopiei holografice va fi cu mult mai important un alt efect. Este vorba de folosirea luminii de altă lungime de undă la reproducere decît cea de la înregistrare. Să fie fasciculul de referință paralel cu axa, iar raza centrală a unui fascicul obiect să facă unghiul α cu axa. Distanța Δx dintre două maxime de interferență va fi dată de relația:

$$\Delta x \cdot \sin \alpha = \lambda.$$

La reconstrucție vom folosi lumină de lungime de undă λ'. Sistemul de mai sus de franje de interferență se va interpreta acum astfel:

$$\Delta x \cdot \sin \alpha' = \lambda'.$$

Prin împărțire, obținem:

$$\frac{\alpha'}{\alpha} \approx \frac{\operatorname{tg} \alpha'}{\operatorname{tg} \alpha} \approx \frac{\sin \alpha'}{\sin \alpha} = \frac{\lambda'}{\lambda}.$$

Obținem deci o mărire în raportul λ'/λ.

Lumina de reproducere trebuie să fie vizibilă, deci lungimea ei de undă este fixată (circa 500 nm). Vom putea face raportul λ'/λ mai mare lucrînd la înregistrare cu lungimi de undă λ foarte mici.

În felul acesta ajungem la problema construirii laserilor de raze ultraviolete și de raze Röntgen (X). Producerea unui laser de raze X, pe lîngă rezolvarea problemei microscopiei holografice, ar soluționa și tehnica analizei structurii cristaline prin difracția razelor X. Ar deveni rezolvabilă problema studiului direct al structurii macromoleculelor.

Se lucrează astăzi în multe laboratoare la elaborarea metodelor de a produce efect laser în domeniul razelor X. Există deci idei promițătoare, dar rezultatele concrete se mai lasă așteptate.

Scanned with OKEN Scanner

35. INTERFEROMETRIA HOLOGRAFICĂ ŞI HOLOGRAFIA ARTIFICIALĂ

O aplicaţie care a devenit deja utilă — astăzi, după toate probabilităţile, cea mai folosită — este interferometria holografică.

În noţiunea clasică de interferometrie includem toate metodele opticii aplicate care se bazează pe fenomenul de interferenţă. Este caracteristic interferometriei producerea, înregistrarea, analiza, numărarea etc. franjelor de interferenţă. Prin astfel de metode se pot determina lungimi de undă, alungiri, curburi de suprafeţe, indici de refracţie ş.a.

Esenţa interferometriei holografice este următoarea: Înregistrăm pe aceeaşi placă fotografică hologramele unor obiecte aproape identice. Micile diferenţe se vor pune în evidenţă prin franjele de interferenţă caracteristice fenomenului de interferenţă.

Cu ajutorul expoziţiei duble asupra aceleiaşi plăci, putem să producem interferenţă între două evenimente care nu se desfăşoară în acelaşi timp, deci din capul locului incoerente. Acest lucru este posibil pentru că la reconstrucţia imaginii folosim un singur fascicul, deci cele două imagini vor fi coerente între ele şi vor interfera.

Cel de al doilea obiect poate să provină din primul printr-o deformare. De exemplu, holografiind o plantă în zile consecutive pe aceeaşi placă — placa se prelucrează după ultima expunere —, putem studia dezvoltarea într-o zi a acesteia.

Se pot studia şi undele staţionare de foarte mică amplitudine de pe suprafaţa instrumentelor muzicale. Se compară în acest caz suprafaţa în mişcare cu aceeaşi suprafaţă în repaus. Figurile 104 *a* şi *b* reprezintă suprafaţa unei chitare emiţînd tonurile de frecvenţa 185 Hz, respectiv 285 Hz, fotografiată de pe hologrma dublu expusă. (Reproducerea după E. Molin şi K. A. Sfetson). Desigur, la confecţionarea unei astfel de holograme trebuie să folosim un timp de expunere suficient de mic pentru ca în timpul expunerii suprafaţa să fie practic în repaus. Impulsul unui laser care funcţionează în impulsuri este suficient de scurt pentru acest scop.

Posibilităţile de aplicare ale acestei metode sînt extrem de variate: se foloseşte atît la studiul obiectelor transparente — încălzirea unui gaz, amestecul mai multor substanţe transparente, creşterea unui cristal —, cît şi în cazul celor netransparente difuze sau strălucitoare —, de exemplu:

Scanned with OKEN Scanner

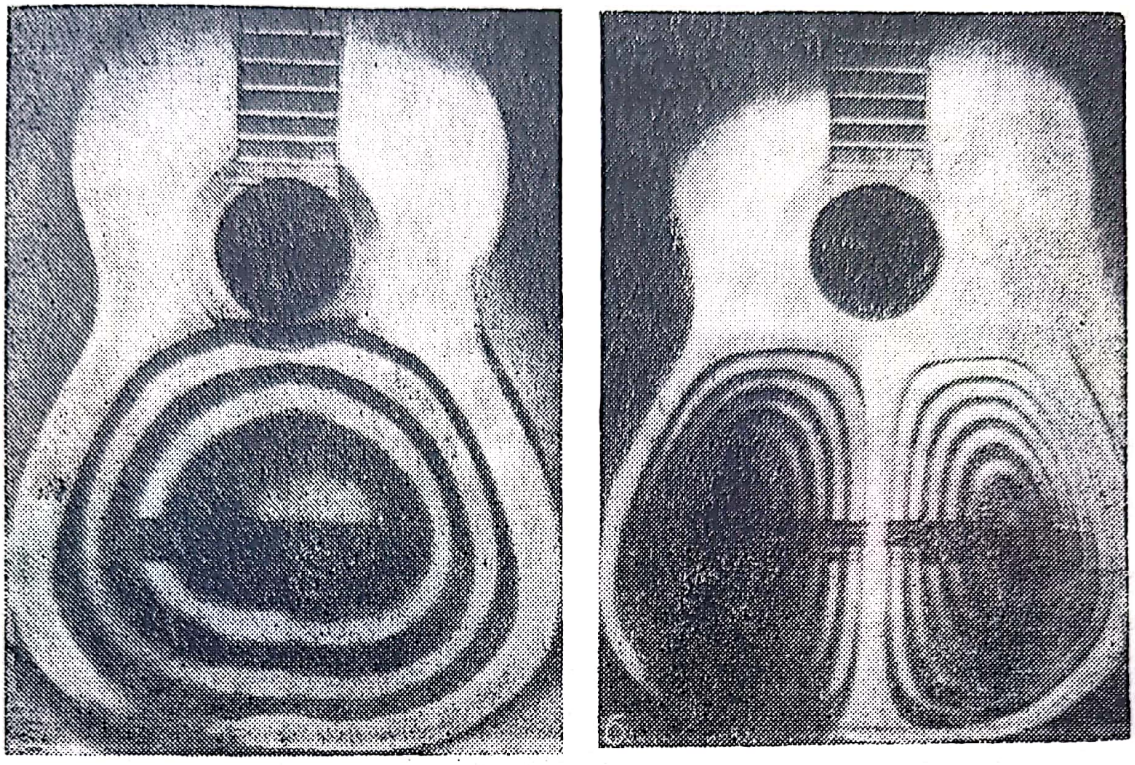


Fig. 104.

studiul tensiunii dintr-o bară metalică, a deformării unor piese supuse la efort, a neomogenității unor medii.

Nu este neapărat necesar ca ambele holograme să fie înregistrate. Putem face interferometrie holografică înregistrînd numai unul dintre obiectele — stadiile — de comparat, și studiul vom face compunînd cel de al doilea obiect cu imaginea primului văzută prin hologramă. Primul obiect — cel holografiat — ar putea fi modelul cu care cel de al doilea va trebui să fie identic după prelucrare.

Mergînd mai departe în această direcție, este posibil ca obiectul holografiat să nici nu existe, ci numai holograma lui obținută pe bază de calcule. Astfel de holograme se numesc holograme artificiale — sau generate pe calculator. Adepții acestei tehnici speră că hologramele artificiale vor putea odată să înlocuiască complet desenele tehnice.

36. HOLOGRAFIA ÎN CULORI ȘI HOLOGRAFIA ÎN LUMINĂ ALBĂ

Prin triplă expunere în culori diferite (roșu — de la un laser cu He—Ne, verde și albastru — de la un laser cu Ar)

Scanned with OKEN Scanner

putem obține o hologramă colorată. Iluminînd-o pe aceasta cu cele trei fascicule de referință, vom putea vedea imaginea colorată a obiectului. Această metodă nu este considerată satisfăcătoare din multe puncte de vedere, în primul rînd din cauza instalației prea complicate folosite la reconstrucție.

Cele mai spectaculoase rezultate s-au obținut pînă acum cu metoda lui Denisiuk, care folosește tehnica fotografică în culori a lui Lippmann (vezi capitolul 12).

Placa fotografică cu emulsie deosebit de groasă — 15—20 μm — este traversată de fasciculul de referință care urmează să ilumineze obiectul aflat în spatele plăcii (fig. 105, *a*).

Fasciculul obiect traversează placa fotografică în sens contrar, adică din dreapta spre stînga. Cele două fascicule se întîlnesc și interferă în tot volumul stratului de emulsie și nu numai pe suprafața acestuia. În interiorul stratului se formează mai multe maxime de interferență — cam între 30 și 80. Prin developare și fixare, acestea se vor transforma în oglinzi de argint.

La reconstrucție (fig. 105 *b*), iluminînd cu fasciculul de referință, razele reflectate pe diferitele straturi de argint se vor întîlni în fază, căci distanța dintre două oglinzi — maxime de interferență — măsurată în direcția razei este

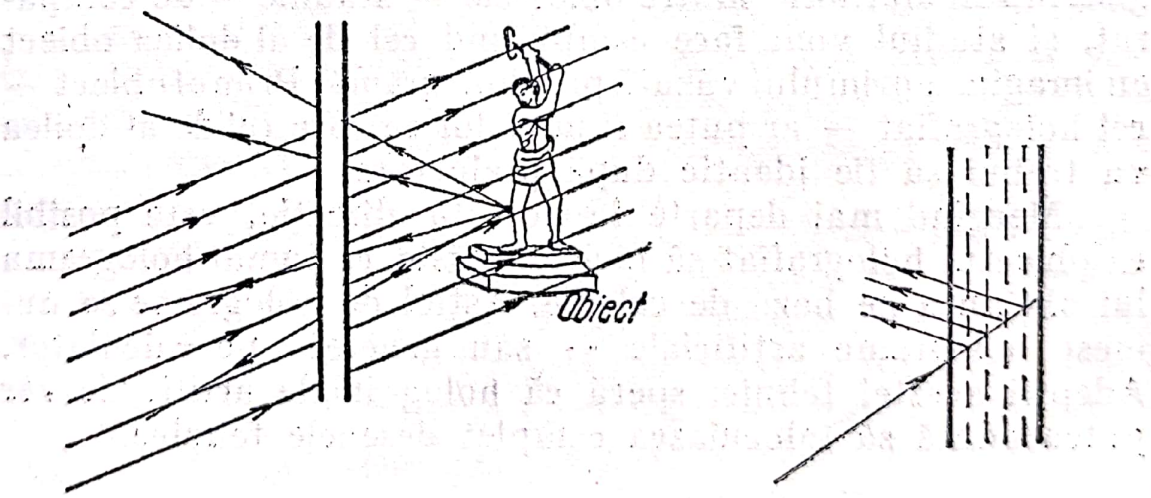


Fig. 105.

tocmai o jumătate de lungime de undă, deci diferențele de drum sînt egale cu numere întregi de lungimi de undă.

Această condiție este satisfăcută, desigur, numai dacă lungimea de undă a fasciculului de reconstrucție coincide cu cea folosită la înregistrare. Iluminînd cu alte lungimi de undă, razele reflectate pe diferite oglinzi se vor întîlni cu diferențe

Scanned with OKEN Scanner

de fază haotice, producînd doar iluminare de fond fără conținut de informație.

Folosind la reconstrucție lumină albă, componenta de culoarea respectivă din aceasta va reproduce fasciculul obiect, iar celelalte componente nu vor avea rol.

Înregistrînd în trei culori pe aceeași hologramă, din lumina albă de reconstrucție vor avea rol trei componente și fasciculul obiect reconstruit va fi colorat.

Observăm că pretențiile de coerență față de fasciculul de reconstrucție sînt minime. Trebuie să interfere cel mult razele reflectate pe prima și pe ultima oglindă, deci cu o diferență de drum de numai $40-50\ \mu m = 4-5 \cdot 10^{-3}$ mm. Lumina folosită la reconstrucție poate proveni de la orice sursă clasică, ca, de exemplu, de la Soare.

Pentru a evita orice neînțelegere, subliniem încă odată că la înregistrare s-au folosit laseri — unul sau trei — și numai la reconstrucție se pot reduce pretențiile față de lumina folosită.

O altă metodă, deocamdată mai puțin pusă la punct decît cea a lui Denisiuk, se datorește lui N. Leith și J. Upatnieks, adică acelor cercetători care, producînd primele holograme spectaculoase în jur de 1962 (folosind pentru prima dată laserii în acest scop), atraseră atenția specialiștilor dar și a marelui public asupra holografiei.

Ideea de bază a acestei metode este aceea că diferențele de lungime de undă se pot compensa prin diferențe de direcții.

Într-adevăr, folosind fascicule de referință de diferite culori în aceeași direcție, vom obține fascicule reconstruite în diferite culori în direcții diferite. Aceasta înseamnă că imaginile de diferite culori nu se vor suprapune.

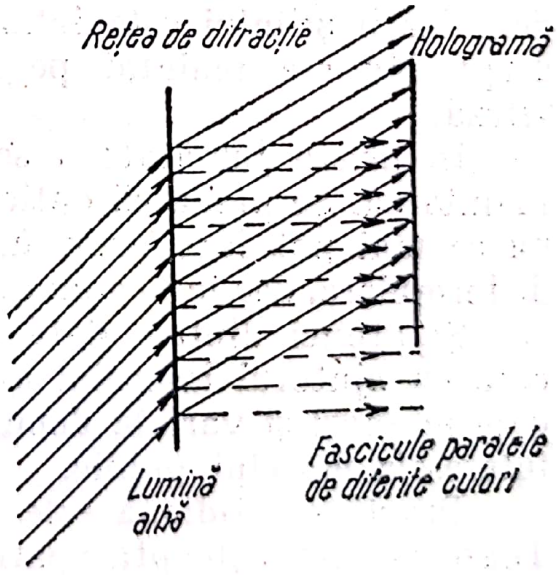


Fig. 106.

Înclinînd componentele de diferite culori ale fasciculului alb de reconstrucție în măsuri potrivite, este posibil să suprapunem fasciculele reconstruite în diferite culori obținînd astfel un fascicul reconstruit alb. Înclinarea fasciculelor de diferite culori se realizează cu ajutorul unei rețele potrivite de difracție (fig. 106).

Scanned with OKEN Scanner

Imaginea astfel reconstruită este, desigur, numai alb—neagră căci holograma confecționată cu lumină de o singură culoare conține numai atîta informație.

În principiu, este posibilă extinderea metodei și asupra hologramelor în culori, dar noi ne oprim aici și așteptăm să vedem dacă merită sau nu să ne ocupăm de amănuntele acestei metode.

ÎN DRUM SPRE CINEMATOGRAFUL HOLOGRAFIC?

Am parcurs un drum lung de la conținutul de informație al desenelor simple, primitive pînă la holografie. Am fost mereu nevoiți să perfecționăm felul cum înțelegem fenomenul de lumină și felul cum știm să-i folosim proprietățile în scopurile noastre.

Am ajuns la sfîrșitul drumului ce ni l-am propus să-l parcurgem în lucrarea de față. Este acesta într-adevăr sfîrșitul drumului în această direcție? Categoric: nu! Drumul dezvoltării științei este infinit. Nu poate fi nici ușor, nici drept. Nu s-a înaintat pe acest drum mereu cu aceeași viteză.

În prima jumătate a secolului nostru parcă s-a oprit înaintarea. Se părea că optica, în principiu, ar fi terminată, nu se mai pot face decît îmbunătățiri tehnice, economice, de formulare, dar în nici un caz principiale, științifice, de fond.

Și atunci dintr-o dată a apărut revoluția holografiei, care cu ajutorul laserului a depășit cadrul științei pure, a cuprins mari și variate domenii practice atrăgînd atenția și interesele marelui public.

Practica cotidiană este plină de probleme nerezolvate. Toate acestea așteaptă apariția metodei adecvate rezolvării lor, sau cel puțin a unei soluții mai adecvate, mai eficiente decît cele de pînă acum.

Toate problemele ce se ridică se vor rezolva — se pot rezolva — neapărat numai prin metode holografice? Cu siguranță că nu toate, dar unele neapărat. Este de datoria specialiștilor din toate domeniile să încerce aplicarea noilor metode oferite de holografie. Și în această privință nu ne putem plînge.

Scanned with OKEN Scanner

În revistele de specialitate, dar și în rubricile științifice ale revistelor și ziarelor citim aproape săptămînal despre elaborarea unor noi metode holografice în cele mai diferite domenii. Holografia „este la modă". Va trece și asta, se va cristaliza concluzia: care sînt domeniile în care holografia într-adevăr este utilă.

Cinematograful holografic — în spațiu — și televiziunea holografică sînt cele mai cunoscute exemple de aplicații posibile, poate pentru motivul că sînt și cele mai dorite de marele public. (Deși cercetările în această direcție s-au intensificat în ultima perioadă, momentan nimeni nu se poate pronunța cu siguranță asupra soartei acestor încercări. Specialiști de la Institutul de tehnică cinematografică din Moscova au realizat primele imagini de film holografic; compania Metro Goldwyn Mayer din S.U.A. are în plan turnarea unei scene dintr-un film științifico-fantastic cu aceste metode holografice, dar cu toate astea sîntem la începutul începutului în acest domeniu.)

Retina ochiului omenesc viu s-a fotografiat de mult, acum deja se holografiază, și adepții metodei susțin că hologramele ajută cu mult mai bine la diagnosticarea bolilor ochiului decît metodele vechi.

În orice domeniu, chiar dacă speranța unui progres considerabil este infim, datoria cercetătorului este aceea să încerce. Avem mult de cîștigat și nimic de pierdut.

Ideea holografiei ar putea revoluționa și neurologia. Cunoștințele noastre despre funcționarea creierului omenesc sînt încă suficient de lacunare pentru a permite și speculații. Însuși D. Gabor a fost acela care a atras atenția asupra unei interesante posibilități: s-ar putea ca memoria noastră să fie holografică — nu în sens optic! —, și faptul că din memorie, de obicei, nu dispar anumite elemente de informație, celelalte rămînînd intacte, ci cu timpul toată informația despre un domeniu întreg devine din ce în ce mai neprecisă, pledează în acest sens. Ideea lansată a fost preluată și dezvoltată.

Se pare că în cazul memoriei este vorba mai degrabă de posibilitatea înregistrării informației, nu în forma ei originală, ci transformată, de exemplu, în forma transformatei Fourier, adică a spectrului. Sau extistă oare un „fascicul de referință" cumva?! Readucerea aminte a amănuntelor ascunse în memorie s-ar produce atunci prin generarea undei potrivite de referință. Așa ceva ar fi într-adevăr holografic într-un sens profund al cuvîntului.

Scanned with OKEN Scanner

Desigur, este o eroare a crede că întregul mecanism biologic al funcționării creierului se va descrie ca o schemă holografică. Adevărul va fi cu mult mai complicat. Sîntem însă convinși că este util ca cei care se ocupă de elucidarea funcționării creierului să cunoască ideile de bază ale holografiei. Într-o formă oarecare, mai mult sau mai puțin ascunsă printre alte mecanisme, ar putea să aibă rol și o schemă holografică.

Dacă ar fi așa, atunci ar trebui să constatăm că adepții bionicii iarăși au întîrziat. Iarăși am reușit să înțelegem un mecanism al funcționării organismului nostru abia după ce îl înțelesesem și-l folosim deja în tehnică. Este oare așa?

Viitorul va răspunde la întrebările puse și va pune alte întrebări. Tocmai existența acestor întrebări la care nu știm să răspundem atunci cînd ele se pun, este motorul minunatului și nesfîrșitului proces al cunoașterii.

Scanned with OKEN Scanner

BIBLIOGRAFIE SELECTIVĂ

1. Born M., Wolf E. *Principles of Optics.* Ed. II. Pergamon Press, Oxford-London-Edinburgh-New York-Paris-Frankfurt, 1964.
2. Brătescu G. G. *Optică.* Editura didactică și pedagogică, București, 1965.
3. Brown J. G., Hortz J. A. *Holography in the Undergraduate Optics Course.* American Journal of Physics 37, 441, 1967.
4. Caulfield H. J. *Coherent optics: the biomedical burden of proof.* Optical Spectra — November 1976.
5. Collier R. J., Burckhardt C. B., Lin L. H. *Optical Holography,* New York-London, Academic Press, 1971.
6. De Velis J. B., Reynolds G. O. *Theory and applications of holography.* Addison Wesley, 1967.
7. Ditchburn R. W. *Light.* Blackie and Son Limited, London-Glasgow, 1952.
8. Francon M. *Holographie.* Masson et Cie, Paris, 1969.
9. Gábor D. *Válogatott tanulmányok.* Gondolat, Budapest, 1976.
10. Givens M. P. *Introduction to Holography.* American Journal of Physics 35, 1056, 1967.
11. Graf P., Kiemle H. *Speicherung digitaler Daten mit holographischen Mitteln.* Siemens Zeitschrift 46, 10, 1972.
12. Grimsehl L. *Lehrbuch der Physik.* Dritter Band, Optik, Ed. XIV. B. G. Teubner Leipzig, 1962.
13. Guaydier P. *Histoire de la physique.* Presses Universitaires de France, 1972.
14. Landsberg G. S. *Optica* (traducere din limba rusă). Editura tehnică, București, 1958.
15. Soroko L. M. *Osnovi holografii i koherentnoi optiki.* Nauka, Moscova, 1971.
16. *Staff report: Holography.* Optical Spectra — January, 1977.
17. Stroke G. W. *An Introduction to Coherent Optics and Holography.* Academic Press, New York-London, 1966.
18. Țintea H. *Optică și spectroscopie.* Editura didactică și pedagogică, București, 1972.
19. Taton R. (sub conducerea lui). *Istoria generală a științei* (traducere din limba franceză). Vol. I—IV. Editura științifică, București, 1970—1976.
20 Vasiliu E. *Lumina — undă electromagnetică?* Editura Albatros, București, 1973.
21. Vasiliu E. *Lumina — undă sau corpuscul?* Editura Albatros, București, 1976.

Scanned with OKEN Scanner

CUPRINS

Cît, cum și ce vedem, fotografiem sau holografiem? 5
1. Știința este nediabolică sau lentila convergentă 9
2. De unde pleacă razele sau formarea imaginii 12
3. O controversă în care amîndoi au avut dreptate 16
4. Dispersia și culorile sau rolul autorității în istoria științei 22
5. Succesul strălucit al modelului ondulatoriu 25
6. Limitarea prin difracție a informației 32
7. Concordanță între deficiențe sau cît de „bună" trebuie să fie imaginea 37
8. Cel dintîi instrument optic: ochiul 40
A. Descriere și acomodare 40
B. Puterea separatoare și cîmpul vizual 43
C. Sensibilitate, adaptare 48
9. Drum istoric parcurs în sens invers sau instrumentele optice vizuale 51
10. Din nou despre fluxul de informație 54
11. O proprietate specială sau luneta de noapte 60
12. O întrebare „nevinovată" sau fotografia 65
13. Distanța vizionării optime sau televizorul 73
14. „Conducerea" informației optice sau fibroscoapele 75
15. Vederea binoculară 78
16. De la Brunelleschi la Cezanne sau perspectiva 80
17. Iluzii optice 86
A. Supraaprecierea dimensiunii obiectelor luminoase 86
B. Imaginea remanentă pozitivă 87
C. Imaginea remanentă negativă (Iluzii de aprecierea luminozității) 87
D. Iluzii de aprecierea culorii 89
E. Iluzii de aprecierea mărimii 89
F. Iluzii de aprecierea direcției (unghiului) 93
G. Iluzii de aprecierea distanței 93

Scanned with OKEN Scanner

18. Informaţii optice false sau fals interpretate 94
A. Imagini deformate 94
B. Mirajul 96
19. Curcubeul 99
20. Revenire la marea controversă din istoria ştiinţei 108
21. Microscopul electronic şi luneta de infraroşu 112
22. Informaţia optică ascunsă 117
23. Filtre; lentila ca filtru de fază 120
24. Holografia — ideile ei fundamentale 124
25. Holografia — aparatura ei matematică 129
26. Prelucrarea şi proprietăţile materialului fotografic 134
27. Rolul grosimii stratului fotosensibil 136
28. Coerenţa luminii. Surse de lumină coerentă 138
29. Scheme holografice 142
30. Clasificarea procedeelor holografice 146
31. Cîmpul vizual şi puterea separatoare a hologramei 148
32. Stocarea holografică a informaţiei 152
33. Prelucrarea optică a informaţiei 154
34. Microscopia holografică 158
35. Interferometria holografică şi holografia artificială 160
36. Holografia în culori şi holografia în lumină albă 161
În drum spre cinematograful holografic? 164
Bibliografie selectivă 167

Scanned with OKEN Scanner

Redactor: ION ILIN
Tehnoredactor: IOAN I. IANCU

Bun de tipar: 23. VI. 1978. Apărut: 1978.
Coli tipar: 10,75. Tiraj: 7 000+100.

Tiparul executat sub com. nr.: 561, la
Întreprinderea Poligrafică „Crișana"
Oradea, str. Moscovei nr. 5.
Republica Socialistă România

Scanned with OKEN Scanner